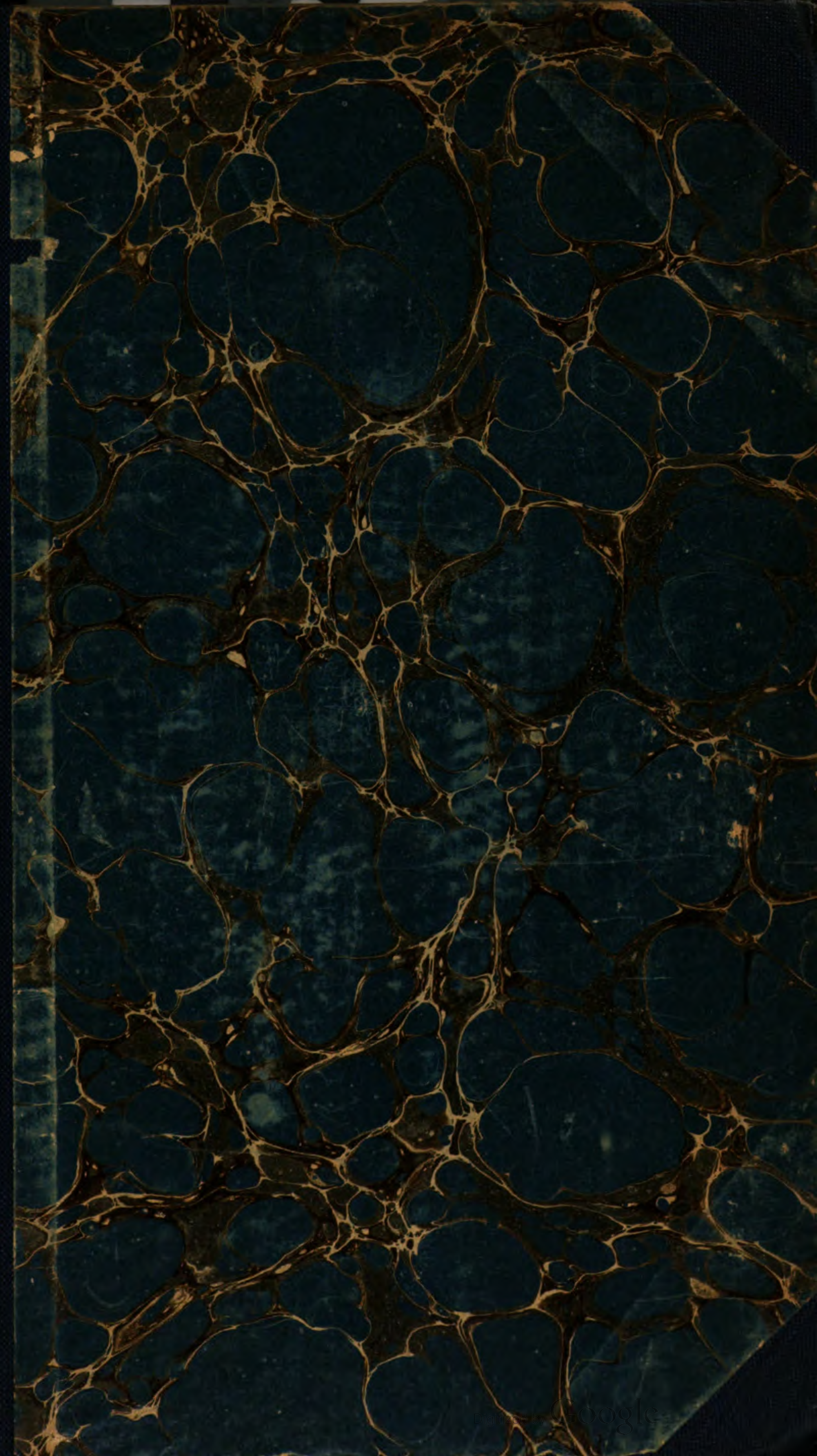
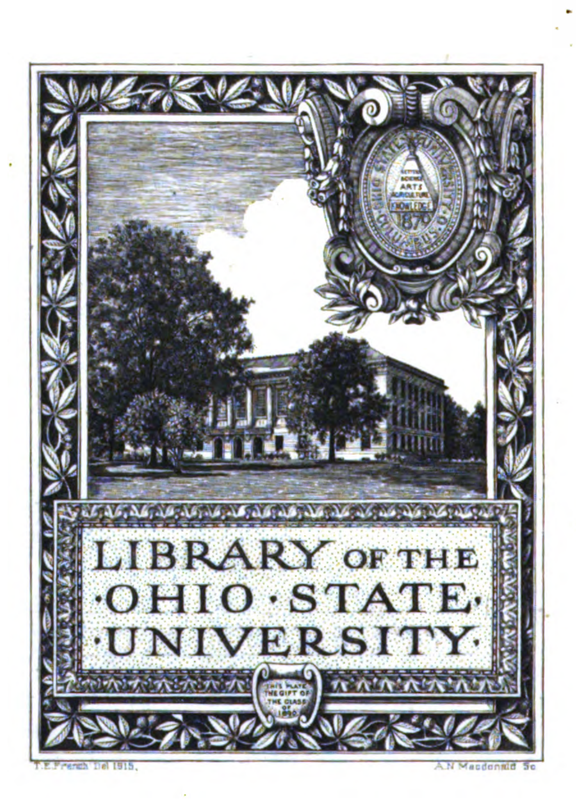





LIBRARY OF THE
·OHIO·STATE·
·UNIVERSITY·
T.E. French Del 1915.
A.N. Macdonald Sc

W. P. Ludewig

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

sowie des Gesamtgebietes der elektromagnetischen Schwingungen.

Unter Mitarbeit

von

Prof. **M. Abraham** (Mailand), Chefingenieur Graf **v. Arco** (Berlin), Prof. **A. Blondel** (Paris), Prof. **Ferdinand Braun** (Straßburg), Reg.-Rat **H. Eales** (Groß-Lichterfelde), Prof. **J. A. Fleming** (London), Dr. **Lee de Forest** (New York), Prof. **Josef von Geitler** (Czernowitz), Prof. **Leo Graetz** (München), Ingenieur **W. Hahnemann** (Kiel), Postrat **O. Jentsch** (Erfurt), Privatdozent **L. Mandelstam** (Straßburg i. E.), Dr. **Guglielmo Marconi** (London), Dr. **Eugen Nesper** (Berlin), Prof. **J. W. Nicholson** (Cambridge), Prof. **Henri Poincaré** (Paris), Ingenieur Dr. **Valdemar Poulsen** (Kopenhagen), Dr. phil. **Heinrich Freiherr Rausch v. Traubenberg** (Berlin), Prof. **Augusto Righi** (Bologna), Ingenieur Dr. **J. S. Sachs** (Frankfurt a. M.), Prof. **Adolf Slaby** (Berlin), Prof. **C. Tissot** (Brest), Prof. **Max Wien** (Jena)

und unter besonderer Mitwirkung

von

Prof. Dr. J. Zenneck

herausgegeben

von

Dr. Gustav Eichhorn
(ehemal. Leiter der Ostseeversuchsstationen von Prof. Braun-Siemens & Halske)
in Zürich I.



LEIPZIG
VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH
1911.

Inhaltsverzeichnis.

Erstes Heft.

Ausgegeben im September 1910.

Zweites Heft.

Ausgegeben im Dezember 1910.

Drittes Heft.

Ausgegeben im Februar 1911.

Viertes Heft.

Fünftes Heft.

Ausgegeben im Mai 1911.

Sechstes Heft.

Ausgegeben im Juli 1911.

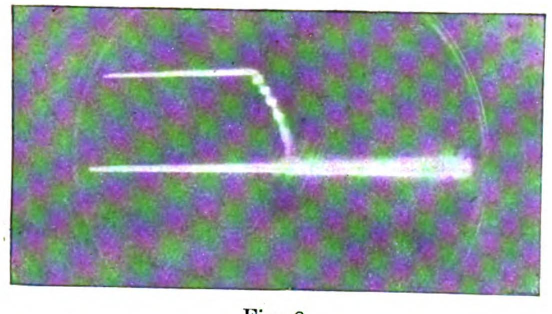


Fig. 8.

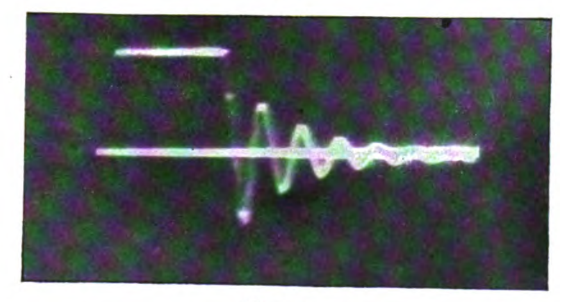


Fig. 9.

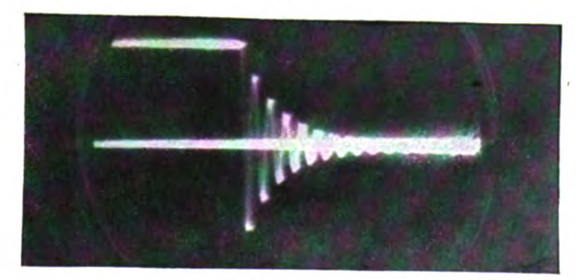


Fig. 10.

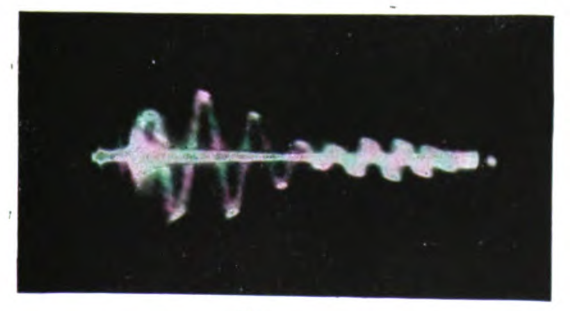


Fig. 11.

F. Braun.

Verlag von Johann Ambrosius Barth in Leipzig.

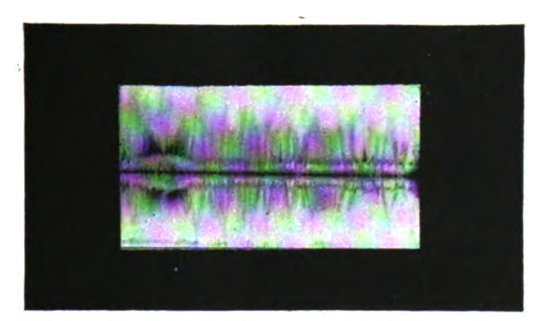


Fig. 16.

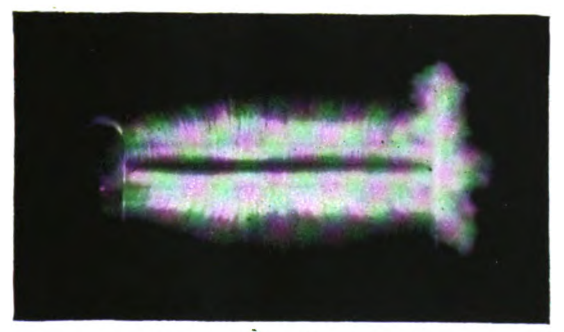


Fig. 17.

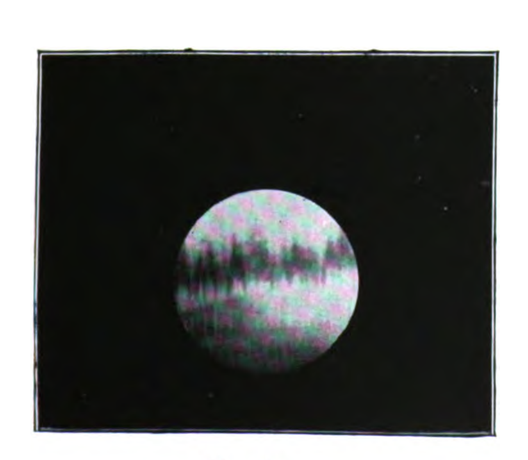


Fig. 18.



Fig. 19.

F. Braun.

Verlag von Johann Ambrosius Barth in Leipzig.

᥀Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 4. 1910. Heft 1.

Elektrische Schwingungen und drahtlose Telegraphie.

Nobel-Vortrag gehalten am 11. Dezember 1909 zu Stockholm

von **F. Braun.**

Hochansehnliche Versammlung!

Wenn mir heute die hohe Ehre zuteil wird, vor dieser altberühmten aber stets durch junge Kräfte neu belebten Akademie zu sprechen, so hoffe ich auf Ihr Einverständnis, wenn ich die Aufgabe meines Vortrages nicht darin sehe, allgemein über drahtlose Telegraphie zu reden. Es scheint mir vielmehr, daß ich mich auf das bescheidenere Gebiet zu beschränken habe, aus meinen eigenen Arbeiten in Kürze diejenigen Stellen herauszugreifen, an denen es mir vergönnt war, an der Entwickelung des Ganzen teilzunehmen.

Meine Versuche aus dem Sommer 1898, welche die Ausbreitung elektrischer Wellen durch Wasser betreffen, lasse ich beiseite und wende mich gleich zu den Versuchen, die man nach damaliger Auffassung als Übertragung durch die Luft bezeichnete.

Ich schicke folgendes voraus: Marconi hatte, soweit mir bekannt, seine Versuche auf dem Landgute seines Vaters 1895 begonnen und sie 1896 in England fortgesetzt. In das Jahr 1897 fallen u. a. seine Versuche im Hafen von Spezia, woselbst etwa 15 km erreicht wurden; im Herbst desselben Jahres kam Slaby mit wesentlich den gleichen Anordnungen über Land auf 21 km, aber nur unter Benutzung von Luftballons, zu denen 300 m lange Drähte führten. Warum, so mußte man sich fragen, hat es soviel Schwierigkeiten, die Reichweite zu vergrößern? Wenn einmal, sagen wir, auf 15 km die ganze Anordnung funktioniert, warum konnte man nicht durch Vergrößerung der

Anfangsspannung, wozu doch die Mittel vorhanden waren, auch die doppelte und mehrfache Entfernung erreichen? Es schien aber, als ob dazu immer Vergrößerung der Antennen nötig sei. Unter diesem Eindruck stand ich — ob die Zeitungen über die Versuche richtig oder unrichtig berichtet hatten, lasse ich dahingestellt — als ich im Herbst 1898 mich dem Gegenstand zuwendete. Ich stellte mir die Aufgabe, kräftigere Senderwirkungen zu erzielen.

Wenn ich den allgemeinen Gedanken, der mich leitete, angeben soll, so muß ich Sie bitten, sich mit mir auf den damaligen Standpunkt unserer Kenntnisse zu versetzen. Welche Tatsachen lagen vor

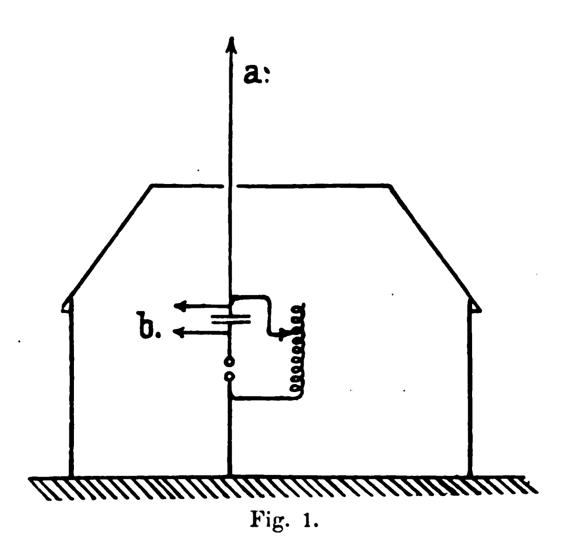


Fig. 1.

und welche Schlüsse ergaben sich aus ihnen? Bekannt war, wie empfindlich die Hertzschen Schwingungen gegen die Beschaffenheit der Funkenstrecke waren, ferner daß eine Verlängerung des Funkens geradezu schädlich wirken konnte, indem der Funke „inaktiv" wurde. Hertz hatte schon in seiner ersten Arbeit auf die starke Dämpfung der Oszillatoren hingewiesen und ihre elektrischen Schwingungen mit den schlecht definierten akustischen Schwingungen von Holzstäben verglichen. Bjerknes hatte im Jahre 1891 die Dämpfung messend verfolgt und das logarithmische Dekrement (bekanntlich das Maß der Dämpfung) für einen linearen Oszillator zu 0,26 gefunden, wenn er nur eine kleine Funkenstrecke enthielt. Wurde letztere aber bis auf 5 mm vergrößert, so stieg das Dekrement bis auf 0,40. Dies und

eine Reihe anderer Tatsachen wies auf eine große Funkendämpfung hin; es wurde alles Bekannte verständlich, wenn man annahm, daß der Funke bei kleinen Kapazitäten einen großen Bruchteil der Energie verzehre und das um so mehr, je länger er war. Demgegenüber wußte man schon lange, daß die Entladungen größerer Kapazitäten in den gewöhnlichen Schließungsbögen stets oszillatorisch verliefen, sie waren (in freilich strahlungsfreien Bahnen) offenbar viel schwächer gedämpft; hatte doch Feddersen schon im Jahre 1862 bis zu 20 Halbschwingungen direkt photographiert. Auf diese Schwingungen griff ich zurück. Mit den größeren Energiemengen, welche man auf Konden-

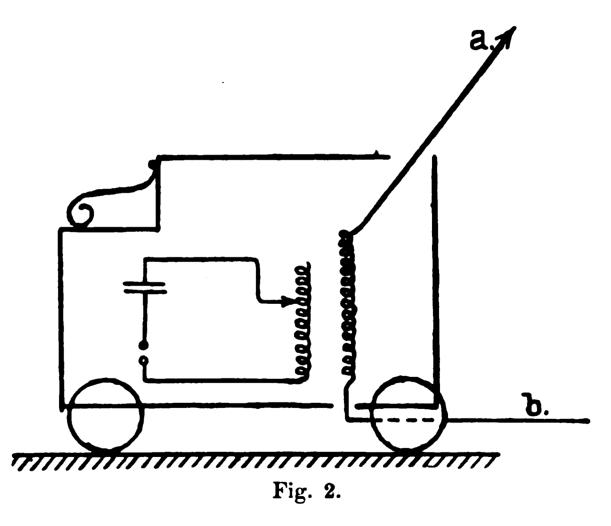


Fig. 2.

satoren in experimentell bequemer Form ansammeln konnte, durfte man außerdem hoffen, die ausgestrahlte Energie für einige Zeit nachliefern zu können. Alles zusammengefaßt schloß ich: wenn es gelingt, eine funkenlose Antenne aus einem geschlossenen Flaschenkreis großer Kapazität zu Potentialschwankungen zu erregen, deren Mittelwert dem der Anfangsladung im Marconisender gleich ist — daß man dann einen wirksameren Sender besitzen würde. Fraglich war nur, ob man dies erreichen könne; und ferner mußte der Versuch durch Fernwirkung entscheiden, ob nicht die Überlegung irgend einen störenden Umstand übersehen habe. Es gelang bei passend dimensionierten Erregerkreisen die erste Forderung zu erfüllen, und vergleichende Versuche über Fernwirkung entschieden zugunsten der neuen Anordnung.

Es entstanden sofort die drei Schaltungen, welche ich als induktive

und direkte Sendererregung bezeichnete, sowie die aus beiden gemischte. Fig. 1 zeigt die direkte Schaltung; der Sender ist dabei geerdet. Fig. 2 zeigt die induktive Erregung; zur Abwechselung ist dabei die von Marconi benutzte direkte Erdung durch einen „Symmetriedraht“ ersetzt. Dieser Name wäre für ihn passend, wenn der ganze Sender frei im Raum schweben würde (z. B. an einem Luftballon). Der Sender wäre dann eine halbe Wellenlänge und die Erregungsstelle, die im Strombauch liegen soll, würde sich in der Mitte befinden. Fig. 2 zeigt, wie er für eine fahrbare Station benutzt wird. Das Gebilde wird jetzt durch die Erdnähe unsymmetrisch. Man kann den Symmetriedraht verkürzen, wenn man sein Ende mit Kapazität belastet; man bezeichnet die Anordnung dann wohl als Gegengewicht; er fällt ganz weg, wenn die angehängte Kapazität unendlich groß wird, d. h. wenn man die Erregungsstelle an gut leitende Erde anlegt.

Man erhielt bei passend dimensioniertem Flaschenkreis auf dem Sender wesentlich höhere Spannungen als die Ladespannung des Flaschenkreises. Ich hatte aber den Argwohn, daß auch große Kapazitäten bei weiter gesteigerter Funkenlänge sich ebenso verhalten würden wie kleine Kapazitäten. Damals wußte man wenig darüber. Die Resultate späterer Versuche haben Jahre lang sich teilweise widersprochen, weil man andere bei hohen Spannungen eintretende Verluste übersehen hatte; was aber speziell den Funkenwiderstand betrifft, so waren, wie M. Wien kürzlich nachgewiesen hat, meine Befürchtungen unbegründet. Da ich jedoch für alle Fälle gerüstet sein wollte, so habe ich mich gefragt, ob man nicht die Energie doch steigern könne, z. B. indem man mehrere Kreise gleicher Schwingungszahl zur Sendererregung heranzieht. Die Schwierigkeit bestand darin, diese Kreise derart zwangsläufig miteinander zu verbinden, daß alle im selben Moment, beispielsweise auf $^1/_{10}$ Milliontel Sekunde genau, mit ihrer Entladung einsetzten. Diese Aufgabe hat mich wiederholt beschäftigt; eine in etwas anderer Weise erreichte Lösung, auf welche ich durch die Versuche geführt worden bin, will ich hier angeben (Fig. 3)[1]. Man hat sie als Energieschaltung bezeichnet. Die Vorteile, welche dieser Anordnung trotz des Wienschen Resultates verbleiben, werde ich später berühren.

Von Ostern 1899 an sollten die Versuche unter den Bedingungen der Praxis weitergeführt werden. Die Wahl des Versuchsortes fiel

1) w_1, w_2, w_3 bedeuten große Ohmsche oder induktive Widerstände, welche zu den Polen der Ladungsquelle führen.

auf Cuxhaven. Zur Hauptaufgabe kamen eine fast erdrückende Menge von Nebenaufgaben, z. B. wie wirkt der Kohärer, gerade unter den praktisch benutzten Bedingungen? ist er Widerstand oder Kapazität oder beides? läßt er sich durch etwas besser Definiertes, womöglich quantitativ Anzeigendes ersetzen? wie wirken der Antenne benachbarte Gebäude oder Metallmassen, wie Maste, Pardunen usw., welche in der Praxis eine wichtige Rolle spielen? ferner eine ganze Menge Aufgaben bez. des eigentlichen Empfangsapparates. Und alle diese Aufgaben griffen im Resultat ineinander, so daß sie fast gleichzeitig hätten erledigt werden sollen. Ich selber konnte wegen meiner beruflichen Tätigkeit mich immer nur kurze Zeit den Versuchen widmen. Sie wurden von zwei meiner Assistenten bis zum Herbst 1900 weitergeführt. In welcher Weise in der Praxis die günstigsten Bedingungen systematisch gefunden wurden, habe ich an einem anderen Orte angegeben.

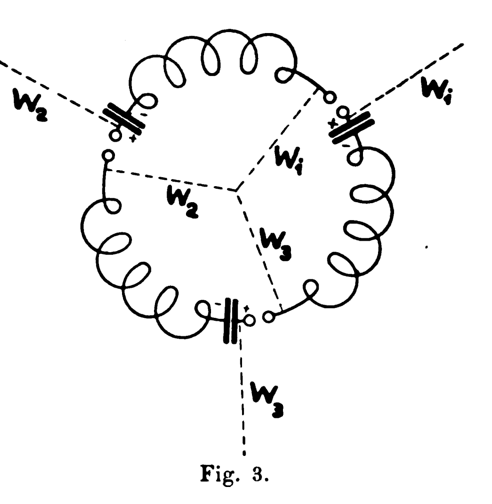


Fig. 3.

Am 16. November 1900 hielt ich meinen ersten öffentlichen Vortrag über den Gegenstand im naturwissenschaftlichen Verein zu Straßburg; ich wies in ihm u. a. auch auf die Vorzüge hin, welche meine Anordnungen für eine abgestimmte Telegraphie böten; diese Vorteile hatte inzwischen [1]) auch Marconi erkannt und den gekoppelten Sender zur Grundlage seines Systems gemacht; am darauffolgenden 1. Februar zeigte ich vor demselben Verein die Methoden, auf welche ich eine Abstimmung im Empfänger gegründet hatte; wesentlich die gleichen Versuche führte

1) Mein Patent wurde in Deutschland im Oktober 1898 eingereicht, 1900 erteilt; im Auslande dagegen wurde es vielfach viel früher erteilt und veröffentlicht; in Belgien am 15. Februar 1899, in Italien am 7. April 1899, in Frankreich am 13. April 1899, in Österreich am 5. Juni 1899. Das entsprechende Marconische Patent wurde in England vorläufig angemeldet den 26. April 1900, spezifizierte Beschreibung am 25. Februar 1901, veröffentlicht gegen 13. April 1901.

ich im Herbst desselben Jahres der Naturforscherversammlung in Hamburg vor, sowie deren praktische Ergebnisse auf der Station in Helgoland.

Auch im Empfänger bestand das Wesentliche aus einem mit der Antenne in direkter Schaltung gekoppelten Kondensatorkreis, welcher, wie ich mich kurz ausdrückte, die dem Empfänger zugestrahlte Energie in möglichst verlustlosen Bahnen aufsammelt und lokalisiert, um sie in einer für den Detektor geeigneten Form demselben zuzuführen.

Mit meinen Anordnungen waren überall sog. gekoppelte Systeme in die drahtlose Telegraphie eingeführt worden, und es ist hier der Ort, kurz auf deren Eigenschaften einzugehen. Ich habe zu deren Erläuterung mit Vorliebe das von Oberbeck herrührende Pendelmodell benutzt (obschon es den elektrischen Bedingungen nicht vollkommen entspricht), das ich Ihnen hier vorführe (Fig. 4). Zwei gleichgestimmte Pendel sind durch einen belasteten Faden „gekoppelt". Ich entferne das erste Pendel aus der Ruhelage und lasse es los. Es überträgt seine Bewegung auf das zweite, die Energie des letzteren nimmt zu auf Kosten der Energie des erregenden, und nach einiger Zeit ist die ganze Energie im zweiten Pendel; von da ab wiederholt sich der Vorgang in umgekehrter Folge. Mache ich das erste Pendel schwer, das zweite leicht, so kann ich die Amplitude des zweiten größer machen wie diejenige des ersten. Das erste Pendel repräsentiert den Flaschenkreis, das zweite den Sender, auf ihn wird — in diesem Falle — die ganze Energie des Flaschenkreises übertragen. Je nach dem Verhältnis der Kapazitäten kann die Spannung vergrößert (oder, wenn gewünscht, verkleinert) werden.

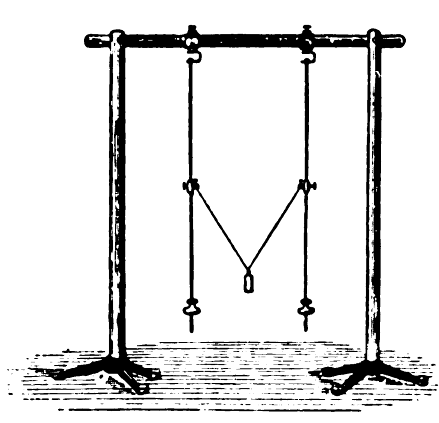


Fig. 4.

Nun hat Oberbeck schon im Jahre 1895 durch Rechnung gezeigt[1]): Läßt man einen Kondensatorkreis auf einen zweiten induktiv

1) Diese Rechnung macht aber, ebenso wie alle späteren, auch z. Z. die Wiensche, die Voraussetzung, daß der primäre Kreis einen konstanten oder mindestens stets endlichen Widerstand besitze, denn nur dann kann

wirken, so treten — was zunächst höchst frappant erscheint — auch wenn beide Kreise dieselbe Eigenschwingung haben, in beiden zwei Schwingungen auf, eine höher als die Eigenschwingung und die zweite tiefer. Die beiden Schwingungszahlen liegen um so weiter voneinander, je enger die Koppelung ist, d. h. je schneller die Energie vom ersten auf den zweiten Kreis übertragen wird; nur für unendlich lose Koppelung nähern sich beide Schwingungen wieder den Eigenschwingungen, d. h. sie werden einander gleich.

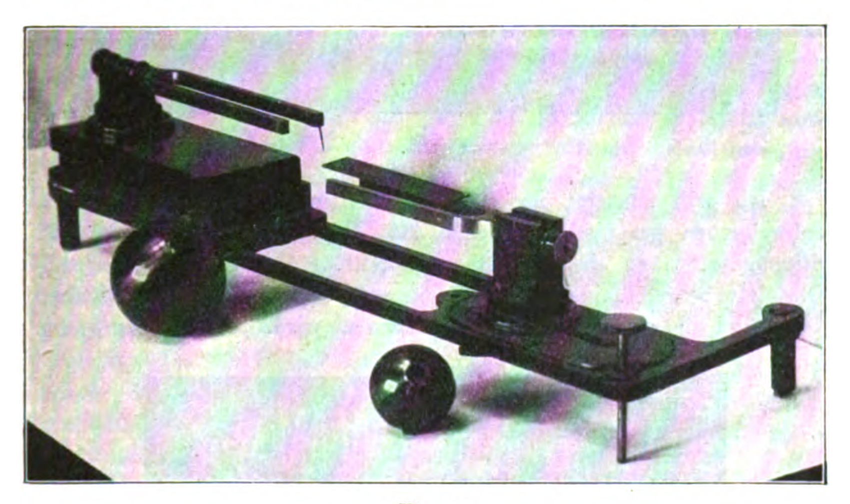


Fig. 5.

Dieses Resultat gilt auch für mechanische Systeme, also auch für unsere Pendel. Wenn unsere zwei gleichgestimmten Pendel gekoppelt werden, so sollte jedes zwei verschiedene Schwingungen ausführen. Das Resultat verliert sein Überraschendes, wenn man den Vorgang,

---

sich aus dem sekundären Kreis wieder rückwärts Energie auf den primären übertragen. Nun enthält aber der primäre Kreis eine Funkenstrecke und diese verhält sich ganz anders. Daß ihr Widerstand während des Ablaufs der primären Entladung zunehme, war bekannt, da auf dieser Erscheinung der Öttingensche Nachweis des alternierenden Rückstandes beruhte; es war sogar unwahrscheinlich, daß nach der Entladung der Flaschen dieselben wieder durch die große Funkenstrecke hindurch aufgeladen würden bei den kleinen Spannungen, die zunächst entstehen. Ich ging von der letzteren Vorstellung aus, die auch bei den damaligen stark strahlenden Antennen kleiner Kapazität die wahrscheinlichste war. Erst die späteren Erfahrungen zeigten, daß die Energie tatsächlich hin und her pendelte.

ich möchte sagen, nicht mathematisch betrachtet, sondern so, wie er sich vor unseren Augen abspielt. Das Charakteristische ist: Die Schwingungen des zweiten Pendels nehmen von Null ab stetig zu, dann wieder ab und vice versa. Wir beobachten an jedem Pendel das, was man in der Akustik als „Schwebungen" bezeichnet.



Fig. 6.

Ich will zunächst an ein Verfahren erinnern, das akustische Schwebungen graphisch darstellen läßt (Fig. 5). Eine schwingende Stimmgabel trägt eine berußte Glasplatte. Auf diese schwingende Glasplatte schreibt eine zweite schwingende Gabel, welche ein Stiftchen trägt und über die Platte hinweggezogen wird. Eine Stimmgabel

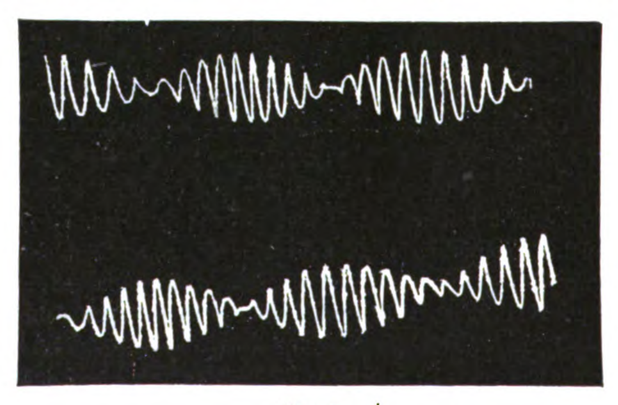


Fig. 7.

würde eine Kurve von überall gleicher Höhe schreiben (Fig. 6). Die Schwingungen beider Gabeln addieren sich algebraisch. Und wenn beide Gabeln verschiedene Schwingungszahlen besitzen, wie es hier der Fall ist, so entstehen Kurven, wie Fig. 7 welche zeigt.

Ich will sie kurz „schwebende Schwingungen" nennen. Eben solche Kurven würden auch entstehen, wenn wir unsere Pendel auf

eine bewegte Platte schreiben ließen; wenn das erregende etwa die obere Kurve *a* zeichnet, so würde das erregte die untere Kurve *b* schreiben.

Jede solche schwebende Schwingung können wir aber — nach elementaren Sätzen der Trigonometrie — entstanden denken durch Superposition zweier harmonischer Schwingungen verschiedener Schwingungszahlen, sagen wir n_1 und n_2.

Wenn dies aber mathematisch möglich ist, so lehrt ein Erfahrungssatz folgendes: Wirkt diese schwebende Schwingung auf ein schwingungsfähiges Gebilde, dessen Eigenschwingung übereinstimmt mit einer der Schwingungszahlen n_1 oder n_2, so wird es zu seiner Eigenschwingung angeregt. Es bevorzugt eine der fingierten harmonischen Komponenten und verleiht ihr dadurch eine selbständige Existenz. Man nennt den so erregten Körper einen Resonator, die Erscheinung selber Resonanz.

Im Beispiel der Stimmgabeln liegt die Sache sinnlich klar: im Raume würden wir Schwebungen beobachten, Resonatoren würden aber die beiden Stimmgabeltöne trennen. Auch die Anwendung auf unser Pendelmodell ist offenbar. Jeder Systemteil macht schwebende Schwingungen, Resonatoren reagieren daher auf zwei verschiedene harmonische Schwingungen[1]). Wollen wir, und damit komme ich auf das elektrische Beispiel zurück, von der Strahlung, welche die Antenne in den Raum sendet, mit Resonatoren Schwingungen aufnehmen, so haben wir dieselben auf eine der beiden Schwingungen einzustellen.

Diese elektrischen Schwingungen lassen sich mit einem variablen Kondensatorkreis, dem sog. Resonanzflaschenkreis (auf den ich später nochmals zurückkomme) sondern, falls man dafür sorgt, daß er auf das untersuchte System möglichst keine Rückwirkung hat. Oberbecks Resultat bezog sich auf den Fall, daß die beiden Systemteile, geschlossene Stromkreise (mit quasistationärer Strömung) und induktiv gekoppelt waren. Daß die beiden Schwingungen auch auf der offenen Strombahn einer, sei es in induktiver oder in direkter Schaltung erregten Antenne vorhanden seien, ließ sich nun leicht nachweisen (von Oberschwingungen sehe ich ab).

Im Sommer 1902 war es mir ermöglicht, auf zwei Straßburger Forts zwei Versuchsstationen zu errichten, welche dem näheren Studium

1) Wenn die Zeit mir gestatten würde, so würde ich auch am Pendelmodell diese beiden Schwingungen heraus-„analysieren" können. Dieses zweite, von Dr. Mandelstam herrührende Modell, welches die direkte Koppelung durch ihr richtiges mechanisches Analogon darstellt, läßt alle Details erkennen.



dienen sollten. Die Aufgabe, welche ich uns stellte, war, die günstigsten Bedingungen im Empfänger zu ermitteln. Wir brachten unter Benutzung des Resonanzkreises, in welchem bekannte Kapazitäten mit berechneten Selbstinduktionen kombiniert waren, die beiden Teile des Sendersystemes auf gleiche Eigenschwingung; wir legten ebenso die beiden durch die Koppelung entstandenen Schwingungen fest und suchten im Empfänger dieselben auf. Das Resultat der Versuche war ein für die damalige Zeit überraschendes, wie ein Beispiel erläutern mag. Wenn man aus dem Empfängerkreis mittels einer Spule die Schwingungen induktiv auf eine zweite Spule übertrug, die ihrerseits einem abgestimmten Kreise angehörte, in welchem (einer kleinen Kapazität parallel) der Indikator lag, so wurde nicht nur die Schärfe der Resonanz, sondern auch — und das war das Überraschende — die Intensität der Erregung gesteigert, sobald man die beiden übertragenden Spulen voneinander entfernte. Sie stieg mit zunehmender Entfernung, um selbstverständlich nach Überschreitung einer gewissen Grenze wieder abzunehmen. In den üblichen Ausdrücken gesprochen: mit loserer Koppelung stieg die Wirkung. Dieses Resultat im Empfänger war nicht an die Bedingung einer ebenfalls losen Koppelung im Sender gebunden.

Aus diesen Versuchen ergaben sich zwei wichtige Resultate: 1. eine große Störungsfreiheit des Empfängers, 2. ein für die drahtlose Technik wertvolles Meßinstrument. Als nämlich Dr. Franke, von der mit uns arbeitenden Firma Siemens & Halske, die Versuche sah, schlug er vor, darauf einen technich brauchbaren Apparat zu gründen. Bisher war der Resonanzkreis aus vorhandenen Stücken zusammengestellt worden, je nach den vorliegenden Bedürfnissen und dem, was Passendes zur Hand war. Durch Kombination eines Köpselschen geeichten variabelen Drehkondensators mit einer Anzahl berechneter Selbstinduktionen wurde ein Apparat konstruiert, welcher bequem und stetig ein großes Gebiet von Wellenlängen umfaßte. Der Stromeffekt wurde mit einem Rießschen Luftthermometer gemessen, welches ich schon seit langem für die Intensitätsmessung schneller Schwingungen benutzt hatte. Herrn Dönitz fiel die technische Ausarbeitung zu. So entstand der von ihm beschriebene und meistens nach ihm benannte Wellenmesser, ein Apparat, welcher unter Benutzung der von Bjerknes schon im Jahre 1891 entwickelten Theorie gestattete, gleichzeitig die Dämpfung von elektrischen Schwingungen zu messen, eine Größe, deren numerische Ermittelung immer notwendiger wurde. Es gibt auch Wellenmesser mit offenen Strombahnen; sie sind einfacher; aber

trotzdem hat der auf den geschlossenen Kreis aufgebaute Apparat, wegen seiner sonstigen Vorteile, das Feld behauptet. Durch ihn wurde die Grundlage für die Meßtechnik der drahtlosen Telegraphie geschaffen; er hat bald auch unsere schwerfälligen Laboratoriumsanordnungen verdrängt und uns für unsere wissenschaftlichen Untersuchungen reiche Hilfe geleistet, ebenso wie er für technisches rationelles Arbeiten auf dem Gebiete der elektrischen Schwingungen unentbehrlich geworden ist.

In den Sommer 1902 fällt die Publikation einer theoretischen Untersuchung von Max Wien über die gekoppelten Sender; sie behandelt insbesondere den Einfluß der Dämpfung. Wien zeigte durch Rechnung die vielseitigen Vorteile der gekoppelten Sender. Das qualitative Ergebnis der Arbeit faßt er gelegentlich folgendermaßen zusammen: „Je nach der Art der Koppelung läßt sich sowohl eine mächtige, aber schnell gedämpfte Erregung erzielen, die in große Fernen dringt, als auch ein langsam abnehmender schwacher Wellenzug, der imstande ist, gleichgestimmte Resonatoren zu erregen, aber an allen anderen wirkungslos vorüberzieht — ein Kanonenschuß, der weithin hörbar ist, oder ein sanfter, langsam abklingender Stimmgabelton." Diese theoretische Untersuchung hat zur Klärung der Fragen grundlegend gewirkt und wird die Grundlage bleiben. Fraglich ist nur, wie weit die für Zahlenbeispiele gewählten Daten der Praxis entsprechen. Über die Dämpfung lagen nur einige berechnete und wenige Laboratoriumszahlen vor; das Gebiet der Messungen unter den Verhältnissen der Praxis wurde eben erst eröffnet.

Von jetzt ab gabelt sich die Arbeit mehr und mehr — in diejenige des wissenschaftlichen Laboratoriums einerseits, die Umsetzung der Resultate in die Praxis mit ihren komplizierten Bedingungen und weitgehenden Anforderungen andererseits. Die Erfolge in letzterer Beziehung sind namentlich dem Grafen Arco und Herrn Rendahl zu verdanken.

Die Verhältnisse, welche mich vor über zehn Jahren zur Einführung des Kondensatorkreises veranlaßten, haben sich in der Zwischenzeit wesentlich geändert[1]). Der Flaschenkreis ist aber auch heute noch unentbehrlich in der drahtlosen Telegraphie[2]). Es kommen noch zwei Eigenschaften hinzu, die ich seither nicht berührte:

1) Die Kapazität der Luftleiter großer Stationen sind enorm gewachsen.

2) Es ist mir keine auf große Reichweite berechnete Station bekannt, die mit Marconischaltung arbeitet.

1. Es ist leichter, bei gleicher Leistung einen Induktor zu bauen für große Ladekapazitäten und kleine Spannungen als umgekehrt. Dieser Vorteil war seiner Zeit bestimmend bei der früher erwähnten Energieschaltung und bleibt für diese Anordnung bestehen.

2. Im Flaschenkreis sind Isolationsschwierigkeiten praktisch nicht vorhanden, wohl aber in der Antenne. Wenn z. B. ihre Isolatoren feucht sind, so arbeitet der gekoppelte Sender noch, während es unmöglich werden kann, denselben statisch oder mit Niederfrequenz zu laden [1]).

Diesen letzten Punkt habe ich in meinem Vortrage im November 1900 durch den folgenden Versuch erläutert. Ich ließ den Sender auf einen benachbarten Empfänger [2]) induktiv wirken; ich erzeugte so Ströme in ihm, welche eine Glühlampe hell aufleuchten machten. Ich berührte den Senderdraht mit einem feuchten, zur Erde geleiteten Bindfaden. Das änderte in der Wirkung nichts, wenn er gekoppelter Sender war, während der Sender mit direkter Induktorladung nach Anlegen des Fadens überhaupt nicht mehr betätigt werden konnte.

Ehe ich die gekoppelten Systeme verlasse, darf ich vielleicht eines Hilfsmittels gedenken, welches mir und anderen Experimentatoren vielen Nutzen gewährte: ich meine die Kathodenstrahlröhre, die ich im Jahre 1897 beschrieben habe. Sie gestattet, den zeitlichen Strom- und Spannungsverlauf bis zu Schwingungen von über 100000 pro Sekunde sichtbar zu machen; sie läßt Periode, Schwingungsform, Intensität und damit Dämpfung, sowie relative Phasen untersuchen.

Eine der ersten Anwendungen derselben war die elegante Methode von Knut Ångström, die Hysteresiskurve direkt zeichnen zu lassen. In ähnlicher Weise wurde im Straßburger Institut mit ihr die Permeabilität des Eisens bis zu 130000 Perioden untersucht und eine Reihe anderer Fragen, die sich auf elektrische Schwingungen bezogen, studiert.

Drei Diagramme, die mit der Röhre aufgenommen sind, mögen ihre Anwendung erläutern; sie beziehen sich auf den uns interessierenden Verlauf des Primärstromes im Induktor und die Bedeutung des Kondensators in demselben.

In Fig. 8 (Tafel I hinten) fällt der Primärstrom in dem konden-

---

1) Der Isolationswiderstand einer Großstation beträgt selbst bei normalen Witterungsverhältnissen nur einige tausend Ohm; eine direkte Ladung durch den Induktor ist damit vollständig ausgeschlossen.

2) „Empfänger" nur Kürze halber so genannt; es war ein Draht in nur wenig Metern Abstand.

satorfreien Kreise beim Öffnen relativ langsam ab; wird dagegen (Fig. 9, Taf. I) ein Kondensator eingeschaltet, so entstehen Schwingungen beim Öffnen; der Strom fällt viel steiler und fast auf den doppelten Wert. Die Sekundärspule war offen; wird sie metallisch geschlossen (Fig. 10, Taf. I), so werden die Schwingungen schneller und gleichzeitig stärker gedämpft.

Eine reiche Anwendung der Röhre findet sich in Zennecks bekanntem Buche. Ich zeige Ihnen nur noch die Stromschwingungen in zwei gekoppelten (aber stark gedämpften) Kondensatorkreisen; Sie sehen, die Röhre zeichnet tatsächlich schwebende Schwingungen (Fig. 11, Taf. I).

Noch an einer anderen Stelle hat mich die drahtlose Telegraphie mit früheren Untersuchungen von mir in Berührung gebracht, diesmal mit Jugendarbeiten. Bei Stoffen wie Bleiglanz, Schwefelkies, Braunstein, Fahlerzen usw., welche mich interessierten, weil sie ohne Elektrolyse leiten, obschon sie binär zusammengesetzt sind, fand ich im Jahre 1874 Abweichungen vom Ohmschen Gesetz, welche besonders stark hervortraten, wenn eine der Elektroden eine kleine Berührungsfläche bot. Der Widerstand ergab sich abhängig von Richtung und Intensität des Stromes, und so konnte ich z. B. Öffnungs- und Schließungsstrom eines kleinen Induktors durch solche Stoffe trennen, ähnlich wie mit einem Geißlerschen Rohre. Es gelang mir nicht, eine „Erklärung“ für die Erscheinungen zu finden, z. B. allgemein anzugeben, welche körperliche Unsymmetrie der unzweifelhaft vorhandenen elektrischen entspreche; ich mußte mich damit begnügen, nachzuweisen, daß die beobachteten Erscheinungen nicht durch sekundäre Wirkungen, etwa Wärmeeffekte, hervorgerufen wurden. Ich konnte beweisen, daß sie schon in $^1/_{500}$ Sekunde — jedenfalls qualitativ — eintreten und hatte die Überzeugung, daß ein — vielleicht in den weitesten Grenzen — trägheitsloser Vorgang vorliege, eine Ansicht, welche gestützt wurde, als E. Cohn gelegentlich anderer Untersuchungen fand, daß der mit Gleichstrom beobachtete unsymmetrische Widerstand Schwingungen von 25000 Wechseln (pro Sekunde) folgte. Immerhin blieb das Gefühl des Unbefriedigtseins in mir zurück und damit eine Erinnerung, welche bekanntlich nicht einschläft, sondern nur einen Halbschlummer im Geiste führt. Mit Naturnotwendigkeit wurde ich auf diese Ventilwirkung — mit der ich inzwischen wiederholt, wenn auch vergeblich gesucht hatte, aus den Schwingungen des Lichtes Gleichstrom zu erhalten — zurückgeführt, als ich im Jahre 1898 anfing, mich mit

drahtloser Telegraphie zu beschäftigen. Die Körper zeigten die erwartete Detektorwirkung, boten aber damals dem Kohärer gegenüber keinen Vorteil. Als man zum Hörempfang der Depeschen überging, kam ich nochmals auf diese Stoffe zurück und habe im Jahre 1901 für diesen Zweck ihre Nützlichkeit erkannt. Im Jahre 1905 entschloß sich auf meine Anregung die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie zu einer technischen Durcharbeitung. Heutigen Tages werden diese Detektoren — denen sich ähnlich wirkende andere Kombinationen anschließen — sehr ausgiebig benutzt. Für langsame Schwingungen hat Pierce bei Molybdänglanz mittels der Kathodenstrahlröhre eine fast vollkommene Trennung der positiven und negativen Stromanteile nach-

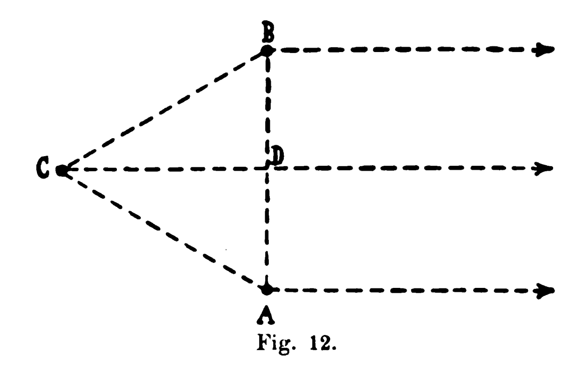


Fig. 12.

gewiesen. Ob dies auch für sehr schnelle Schwingungen gilt, scheint mir eine noch offene Frage zu sein.

Ich wende mich zu einer anderen Reihe von Versuchen.

Von jeher schien es mir das Wünschenswerteste, die Wellen wesentlich nur nach einer Richtung zu senden. Erfolgreiche Versuche dieser Art, die 1901 auf den Straßburger Forts gemacht wurden, übergehe ich, da sich später herausstellte, daß ähnliche Vorschläge schon von anderer Seite gemacht waren.

Im Jahre 1902 fand ich, daß eine etwa unter 10^0 gegen den Horizont geneigte Antenne eine Art gerichteten Empfänger darstellt. Die Aufnahmefähigkeit zeigte für Wellen, welche sich in der durch die Antenne gelegten Vertikalebene fortpflanzten, ein gut ausgesprochenes Maximum. Die Ergebnisse wurden im März 1903 veröffentlicht.

Ein gerichteter Sender sollte in der folgenden Weise hergestellt werden (Fig. 12). Angenommen es gelinge, von den drei in den Ecken

eines gleichseitigen Dreiecks angeordneten Antennen A, B und C die Drähte A und B gleichphasig, aber gegen den Draht C um eine viertel Schwingungsdauer verspätet zu erregen; die Höhe CD des Dreiecks sei gleich eine viertel Wellenlänge. Dann wird die Richtung CD für die Strahlung bevorzugt sein. Die von C ausgehende Welle wird AB in dem Momente erreichen, in dem A und B zu schwingen anfangen.

Es entstand die Aufgabe, derartige Phasendifferenzen schneller Schwingungen zu erzielen und vorher die Aufgabe solche zu messen.

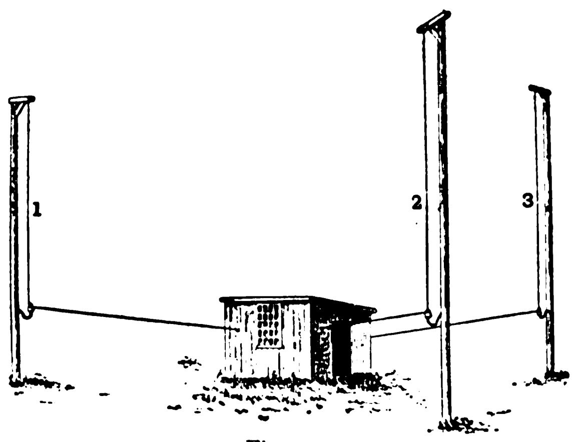


Fig. 13.

Eine Meßmethode ergab sich leicht; sie hat sich auch bei den praktischen Versuchen bewährt. Die Lösung der anderen Aufgabe gelang mit den von mir erdachten Anordnungen nicht befriedigend. Dagegen fanden zwei meiner Assistenten[1]), die auf meinen Wunsch im Straßburger Institut das Problem verfolgten, eine sehr sinnreiche Lösung. Es wurden nun Versuche auf einem großen Exerzierplatz in der Nähe von Straßburg (Frühjahr 1905) unternommen.

Sie sehen hier (Fig. 13) schematisch den Aufbau. Es wurde in hinreichend großen Entfernungen, d. h. in der sog. Wellenzone, das Feld gemessen, es wurde eine befriedigende Übereinstimmung zwischen Theorie und Beobachtung konstatiert und das Ergebnis in verschiedener Weise kontrolliert. Es wurde ferner nachgewiesen, daß die Versuchsanordnung im gewünschten Sinne sicher funktionierte. Bei geeigneter

1) Die Herren Mandelstam und Papalexi.

Verteilung der Amplituden in den drei Sendern berechnet sich ein Feld, wie es Fig. 14 (die einfach punktierte Kurve stellt das hier gemessene Feld dar) zeigt. Die Radienvektoren stellen die Reichweite vor. Indem man die Rollen der drei Sender — einfach durch Umlegen eines Kommutators — vertauscht, lassen sich Drehungen der bevorzugten Richtung von je 120^0 erzielen, auch solche von je 60^0.

Von allgemeinerem Interesse scheint mir die Bemerkung zu sein, daß man zu der Konsequenz geführt wird, die Strahlung eines Senders

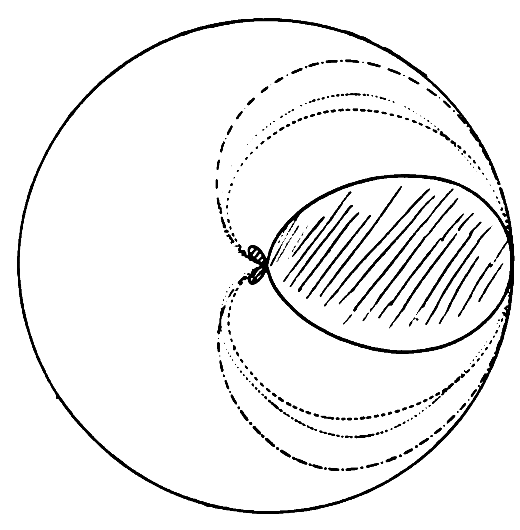


Fig. 14.

werde hier durch die nach Ort und Phase verschobenen Schwingungen der benachbarten vermindert; und dieser Schluß würde sich experimentell prüfen lassen.

Wenn heutigen Tages aber die optischen Erscheinungen mehr und mehr zurückgeführt werden auf elektrische molekulare Resonatoren, so werden elektrischen Vorgängen, wie dem hier an einem Beispiel besprochenen, auch optische sich zuordnen, welche aber in diesem Gebiete experimentell kaum direkt verifiziert werden können.

Hier ergänzt das Studium der elektrischen das der optischen Schwingungen. Und da wir berechtigt sind zu jeder auf dem einen Gebiet klargestellten Erscheinung nach dem Analogon auf dem anderen zu fragen, so kann je nach der leichteren Realisierbarkeit die elektrische oder die optische Fassung eines Problems zuerst angegangen

werden. Ich darf diese Art des Vorgehens vielleicht an zwei durchgeführten Beispielen erläutern.

Einfache Überlegungen führten mich zu dem Schlusse, daß ein Medium, welches aus Schichten verschiedener Dielektrizitätskonstante hergestellt ist, sich verhalten muß wie ein einachsiger Kristall, vorausgesetzt, daß die Schichtdicke nur einen Bruchteil einer Wellenlänge beträgt. Diesen Schluß habe ich folgendermaßen bestätigen können (Fig. 15). Aus dem Hertzschen Spiegel A kommt ein Bündel nahezu paralleler elektrischer Strahlen. Es trifft auf ein Gebilde, welches aus Backsteinschichten mit ebenso breiten Luftschlitzen besteht. Kleinen

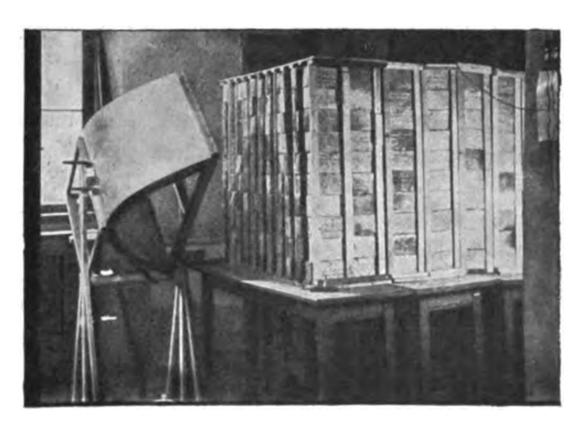


Fig. 15.

Wellen gegenüber verrät sich noch diese Schichtung; ist aber die Welle etwa 12 mal länger als die Schichtdicke, so verhält sich das Backsteingitter ihnen gegenüber wie ein den Raum stetig erfüllender Körper, der aber Doppelbrechung aufweist. Die elektrischen Schwingungen sind linear polarisiert und fallen unter 45^0 Azimut gegen die Steinschichten auf. Ein Backsteinbau, der etwa $2^1/_2$ Backsteine tief ist, wirkt wie ein Viertelundulationsblättchen aus Glimmer, der linear einfallende Strahl tritt als zirkular polarisierter aus, wie die Untersuchung mit einem Righischen Resonator uns belehrt; sagen wir, er sei rechts zirkular. Verdoppeln wir die Schichtdicke, so ist der austretende Strahl wieder linear polarisiert, aber im anderen Quadranten. Und so können wir ihn durch fortgesetzte Dickenzunahme in einen links zirkularen und schließlich wieder in einen, dem auffallenden parallelen geradlinig schwingenden verwandeln. Die Doppelbrechung

des Backsteingitters übertrifft noch die des Kalkspats. Optisch würde diesem Steingebilde ein Kristallstäubchen von wenigen tausendstel Millimeter Kantenlänge entsprechen, elektrisch ist es $2^1/_2$ m dick, wiegt 80 Zentner und sein Rohmaterial repräsentiert einen Wert von 200 M. Die analoge korrespondierende optische Erscheinung konnte ich später auch nachweisen.

Diese Doppelbrechung ist nicht gebunden an die Verwendung starren Materials; ob die Doppelbrechung im quergestreiften Muskel auf einer ähnlichen Schichtenstruktur beruhe, ist daher eine nahegelegene Frage.

Vorher wurde eine elektrisch unbekannte, optisch vermutete Erscheinung studiert, und beide wurden gefunden. Das folgende Beispiel bezieht sich darauf, zu einer elektrisch bekannten Erscheinung die korrespondierende unbekannte optische nachzuweisen. Es schien mir von Interesse, den Hertzschen Gitterversuch auch im Gebiete der sichtbaren Strahlung zu realisieren. Dazu wären sehr feine Gitter von Metalldrähtchen erforderlich; auf die Breite von 1 mm sollten 10000 bis 100000 durch Luftschlitze getrennte Drähtchen kommen. Eine Herstellung auf mechanischem Wege ist ausgeschlossen. Dagegen konnte ich Hertzsche Gitter erhalten in der folgenden Art. Leitet man durch einen dünnen Metalldraht, der sich auf einer Glasplatte oder zwischen zwei solchen befindet, eine kräftige Flaschenentladung, so entstehen die lange bekannten Zerstäubungen, wie Sie hier eine sehen (Fig. 16, Taf. II hinten). Der Metalldraht vergast (es lassen sich Temperaturen bis zu 30000^0 überschlagen); der Metalldampf wird durch den explosionsartig entstehenden Druck herausgeschleudert (Fig. 17, Taf. II) und schlägt sich offenbar in einer Art Gitterstruktur auf dem Glase nieder. Lassen wir linear polarisiertes Licht auf das Präparat fallen, so wird dasselbe, wenn die elektrische Schwingung den Gitterstrichen parallel liegt, stark reflektiert und stark absorbiert — das Präparat erscheint dunkel (Fig. 18, Taf. II). Drehen wir die Ebene der elektrischen Schwingungen senkrecht zu den Gitterstrichen, so ist die Metallschicht durchsichtig (Fig. 19, Taf. II). Wir haben das vollkommene optische Analogon zu einem aus mäßig guten Leitern hergestellten Hertzschen Gitter.

Dieser Versuch läßt eine Erweiterung zu. Denken wir uns in einem organisierten Gewebe, wie Muskeln, Planzenfasern usw. existiere eine ähnlich feine Gitterstruktur, etwa in Form feinster Kanälchen. Wenn es gelingt, diese mit Metall auszufüllen, so muß das Präparat optisch wie ein Hertzsches Gitter wirken. H. Ambronn hatte im

Jahre 1896 an den genannten Substanzen, wenn er sie mit Gold- oder Silbersalzen behandelt hatte, Erscheinungen gefunden, die ich nun in der angegebenen Weise deutete. Bei einer darauf angelegten ausführlichen Untersuchung habe ich überall Bestätigung meiner Auffassung, nirgends einen Widerspruch gefunden. Immerhin wäre ein direkter, absolut bindender Beweis wegen der Wichtigkeit der Konsequenzen wünschenswert. Denn: wenn meine Deutung, wie ich glaube, richtig ist, so würden wir in dieser Art submikroskopische Gitterstrukturen nicht nur auffinden, sondern uns sogar durch elektrische Nachahmung bis zu einem gewissen Grade ein Bild von dem materiellen Aufbau machen können, welcher dem körperlichen Auge bis jetzt jedenfalls verschlossen ist. Diese Methode würde unsere seitherigen in wertvoller Weise ergänzen. Denn sie setzt gerade da ein, wo das Mikroskop und — wegen der dichten Anordnung der Teilchen — selbst das Ultramikroskop an der prinzipiellen Grenze ihrer Leistungsfähigkeit angelangt sind.

Ich komme zum Schluß. Die Zerstäubungsversuche führen mich auf den Flaschenkreis zurück. Ich verfolgte seit langer Zeit den Zweck, den Flaschenkreis automatisch aus dem schwingenden System auszuschalten, sobald er seine Energie an den sekundären Leiter abgegeben hatte und versuchte es in folgender Weise. In den Flaschenkreis war ein dünner Draht eingeschaltet; ich hoffte, daß der primäre Kreis in dem richtigen Moment infolge des Verdampfens des Drahtes ausgeschaltet werde. Der Versuch gelang jedoch, wenigstens bei den von mir benutzten Schwingungszahlen, nicht, offenbar weil die hocherhitzten Metalldämpfe zu lange Zeit jonisiert bleiben. Die Aufgabe ist aber von Max Wien mit den sog. Löschfunken und von Rendahl mit der Quecksilberfunkenstrecke gelöst worden. Die Praxis hat die Wiensche Entdeckung ausgebaut. Von ihr ausgehend wurde durch Rendahl und Arco das System der sog. tönenden Funken geschaffen. Die Wienschen kleinen Zisch- oder Löschfunken erfüllen von sich aus die Bedingungen, welche ich künstlich herstellen wollte. Der Flaschenkreis schaltet sich im günstigsten Moment ab, und der größte Teil der primären Energie schwingt nun in den gut leitenden Bahnen des Senders mit dessen Eigenschwingung aus.

Meinen ersten Vortrag im November 1900 hatte ich mit den folgenden Worten geschlossen:

„Man hat die drahtlose Telegraphie bisweilen als Funkentelegraphie bezeichnet. Allerdings ist ein Funke an irgend einer Stelle bisher

nicht zu vermeiden. Er ist aber hier möglichst unschädlich gemacht. Dies ist wichtig; denn der Funke, welcher die Wellen erzeugt, er verzehrt sie auch wieder, wie Saturn seine eigenen Kinder. Was hier angestrebt wurde, könnte man eher eine funkenlose Telegraphie nennen."

Wenn ich damals mit diesen Worten schloß, so freue ich mich, daß der gekoppelte Sender, welcher die Grundlage jeder rationell gebauten Station geblieben ist, sich entwickelungsfähig gezeigt hat; er hat weitergeführt in der angestrebten Richtung einer funkenlosen Telegraphie und damit in der Entwickelung der drahtlosen Telegraphie überhaupt.

(Eingesandt 15. Juli 1910.)

Über die Beugung elektrischer Wellen um die Erdkugel.

Von **J. W. Nicholson.**

Die theoretische Untersuchung der Probleme der drahtlosen Telegraphie ist auf große mathematische Schwierigkeiten gestoßen und hat im Bereich mathematischer Analysis zu ebenso großer Meinungsverschiedenheit geführt, wie solche nur je bezüglich irgend eines Gegenstandes in der Geschichte der Physik bestanden hat. In dem vorliegenden kurzen Bericht über das Hauptproblem ist ein Versuch gemacht, eine historische Übersicht zu geben über die hauptsächlichen Untersuchungen und ihre Schlußfolgerungen, sowie den heutigen Stand der Angelegenheit anzugeben.

Es wurden viele Theorien aufgestellt, um auf theoretischer Basis die bemerkenswerten praktischen Erfolge in der drahtlosen Telegraphie zu erklären, und von diesen scheinen drei eine bevorzugte Stellung einzunehmen wegen der ihnen innewohnenden Wahrscheinlichkeit richtig zu sein nach rein qualitativer Prüfung. Die erste Theorie nimmt an, daß die Wirkung auf den Empfänger auf dem Wege gewöhnlicher Beugung der Wellen längs der Erdoberfläche zustande komme, und gerade wegen dieser Theorie ist die größte Kontroverse entstanden. Die zweite Theorie nimmt an, daß die Wellen durch die Erde hindurchgehen wegen der Begrenztheit ihrer elektrischen Leitfähigkeit, die nicht derartig ist, daß sie gestattet, daß die elektrischen Vektoren im Innern der Erde auf einen unendlich kleinen Bereich nahe der Oberfläche begrenzt bleiben sollen. In anderen Worten, die Erde kann

nicht gemäß den gebräuchlichen mathematischen Bedingungen eines vollkommenen Leiters behandelt werden. Der hervorragendste Vertreter dieser Theorie ist Prof. Sommerfeld. Da der Fall einer großen Kugel von begrenzter Leitfähigkeit mit einem Oszillator nahe der Oberfläche noch nicht einer befriedigenden Behandlung durch heutige mathematische Theorie zugänglich gefunden wurde, so hat Sommerfeld das Problem vereinfacht, indem er den Fall eines begrenzten Leiters anstatt einer unbegrenzten Fläche betrachtete. Wenigstens soweit die Größenordnung der übertragenen Wirkung in Betracht kommt, wird diese Behandlung begrenzter Leitfähigkeit für das praktische Problem genügen, und Sommerfeld hat aus seiner Lösung (Ann. Phys. **28**, 665, 1909) geschlossen, daß die begrenzte Leitfähigkeit der Erde einen ausreichenden theoretischen Grund liefere für die Größe der praktisch erzielten Wirkungen wenigstens für die kleinen Entfernungen. Keine weitere Analyse auf dieser Basis scheint bis jetzt gemacht worden zu sein, aber daß die Analyse beschränkt ist auf Entfernungen, innerhalb welcher die Krümmung der Erde nicht sehr groß ist, ist hinreichend evident. Die dritte Theorie, die noch nicht einer strengen mathematischen Behandlung unterworfen wurde, behauptet, daß die Schwingungen eines Oszillators in die obere Atmosphäre gelangen und dort auf Schichten treffen, die leitend geworden sind. Dies verursacht eine Reflexion der Wellen, so daß der reflektierte Wellenzug die Erde wieder trifft in einer differenten Lage von seinem Ausgangspunkt am Oszillator mit einer Intensität, die viel größer ist als diejenige, welche vorhanden wäre bei Fehlen atmosphärischer Leitfähigkeit dieser Art. Auf diese Weise könnten Empfangsapparate in beträchtlicher Entfernung vom Oszillator stark erregt werden. Diese Theorie wurde kürzlich von Prof. Poincaré (vgl. Jahrbuch **3**, 487, 1910) angenommen und wird kräftig unterstützt durch viele experimentelle Tatsachen, besonders durch den wohlbekannten Unterschied in den übertragenen Wirkungen bei Nacht und bei Tag und bei verändertem Wetter. Nach meiner Ansicht ist diese letzte Theorie die richtige, die man schließlich annehmen wird, beträchtlich unterstützt vielleicht von der Sommerfeldschen Theorie für die kleinen Entfernungen. Da jedoch noch keine theoretische Exposition besteht, so steckt die Theorie noch in ihren Kinderschuhen.

Nach dieser kurzen Skizze können wir die Hauptumrisse der Geschichte der umstrittenen sogenannten Beugungstheorie geben. Der erste Versuch einer strengen Theorie auf der gegenwärtigen Basis wurde von Prof. H. M. Macdonald (Proceedings of the Royal Society

1903) gemacht, und da die angewandte Methode in der Hauptsache diejenige späterer Untersuchungen geblieben ist, so erscheint ein kurzer Bericht wünschenswert. Zunächst wird die Wirkung, elektrische oder magnetische, in irgend einem Punkte des Raumes hervorgerufen durch einen Oszillator, der Wellen von einer bestimmten Periode aussendet, erhalten in der Form einer Entwicklung nach harmonischen Funktionen; die harmonischen Funktionen sind die Legendreschen Funktionen, und ihre Koeffizienten in der Reihe Besselsche Kugelflächenfunktionen von der Ordnung $n + {}^1/_2$, wo n alle möglichen ganzen Werte annimmt. Um die vollständige Darstellung der Wirkung zu erhalten, muß eine andere Reihe superponiert werden, die, bei einer großen Entfernung, einer von den sphärischen Hindernissen divergierenden Störung entspricht und auch die notwendigen Bedingungen an der Grenze der Hindernisse befriedigen wird. Durch Veranschlagung der Wirkung der Beugung allein können diese Bedingungen auf eine reduziert werden, indem die tangentiale Komponente der elektrischen Kraft an der Oberfläche verschwindet. Dieses Verfahren wurde von Macdonald angewendet und ebenso, wenigstens dem Prinzip nach, von den späteren Autoren. Die Ableitung der vollständigen Entwicklung nach harmonischen Funktionen bietet keine Schwierigkeit, und wenn das Hindernis klein ist, so sind die verschiedenen harmonischen Funktionen von wachsender Kleinheit, so daß eine wohlbegründete physikalische Lösung des Problems ohne weiteres erhalten werden kann. Dies wurde in der Tat durch etwas differente Analysen für mehr allgemeine Probleme von Lord Rayleigh, Sir J. J. Thomson, Prof. A. E. H. Love und mehrere andere Forscher durchgeführt. Aber dieses Verfahren versagt, wenn die Kugel groß ist, denn dann bleibt es nicht mehr richtig, daß die wichtigen harmonischen Funktionen der Reihe diejenigen niedriger Ordnung sind. Selbst wenn die relative Bedeutsamkeit von verschiedenen Gruppen harmonischer Funktionen bekannt ist, ist es noch mehr ein schwieriges Problem, die wirklichen Beiträge solcher Gruppen zu der Summe der Reihe zu finden. In Prof. Macdonalds erster Untersuchung wurde der Wechsel im Charakter der Bessel-Funktionen, deren Ordnung und Argument nahezu gleich sind, übersehen, und als Folge davon gab das erzielte Schlußresultat an, daß eine Wirkung in irgend einem Punkte der Erdoberfläche durch einen Oszillator an einem anderen Punkte erhalten würde von derselben Größenordnung, als wenn die Strahlung vom Oszillator nicht durch die Anwesenheit der Erde gestört wäre. Lord Rayleigh machte sofort darauf aufmerksam, daß dieses Resultat nicht mit den bekannten

Phänomenen der Optik in Übereinstimmung gebracht werden könnte, denn in allen Problemen dieser Art ist der wirkliche Charakter der Resultate hauptsächlich bestimmt durch das Verhältnis einer linearen Dimension des Hindernisses zu der Wellenlänge der einfallenden Störung, und in den Versuchen von Marconi ist dieses Verhältnis annähernd dasselbe wie für gewöhnliches Licht, das auf eine reflektierende Kugel fällt, deren Durchmesser ungefähr ein Zoll (englisch) ist. Wir haben in diesem Falle kein merkliches Kriechen des Lichts in den dunklen Raum, und deshalb behauptete Lord Rayleigh, daß Macdonalds Resultat physikalisch unkorrekt sei; er gab aber auch den Fehler in den mathematischen Ausführungen an und sprach die Vermutung aus, daß die wichtigen harmonischen Funktionen der Reihe wahrscheinlich unter denjenigen gefunden würden, deren Ordnung nahezu gleich der Größe Kc wäre, wo $\frac{2\pi}{K}$ die Wellenlänge der Schwingung bedeutet und c den Radius der Erde. Poincaré hat ebenfalls diese Arbeit von einem etwas differenten Gesichtspunkte kritisiert und darauf hingewiesen, daß, wenn Oszillator und Empfänger beide an der Oberfläche der Erde sich befinden, keine Konvergenz der Reihe vorhanden sein möchte, so daß ihre Differentiation nicht erlaubt sein würde. Macdonald veröffentlichte eine Erwiderung, in der die von Lord Rayleigh hervorgehobenen Punkte bestätigt wurden und gezeigt wurde, daß die nach der Theorie zu erwartende Wirkung in der Tat von einer niedrigeren Ordnung war, als wenn der Oszillator allein ohne Hindernis wirkte. Aber die wirkliche Größe der Wirkung wurde unbestimmt gelassen, und auf die Kritik von Poincaré wurde nicht explicite eingegangen. (Vgl. Proceedings of the Royal Society 1903 und 1904).

In dieser berichtigten Untersuchung machte Macdonald Gebrauch von den asymptotischen Ausdrücken für die Bessel-Funktionen, die in ihren ersten Annäherungen von L. Lorenz entwickelt wurden, und ist in dem ersten Band seiner „Oeuvres Scientifiques“ ein Bericht hierüber zu finden. Diese Ausdrücke differieren in der Form total voneinander und zeigen drei Typen, bestimmt durch die Frage ob die Ordnung der Funktionen kleiner, nahezu gleich oder größer wie ihr Argument ist. Der von Lorenz gegebene Beweis dieser Resultate war in mancher Hinsicht sehr unbefriedigend; höhere Annäherungen mit verschiedenen Beweisverfahren wurden dann vom Verfasser in einer Reihe von Aufsätzen im „Philosophical Magazine“ entwickelt. In der Nummer vom Februar 1910 wurde eine vollständige Bibliographie über den Gegenstand gebracht. Gewisse dieser Resultate sind

seitdem unabhängig von Poincaré und von Macdonald in mehr jüngeren Schriften mitgeteilt worden.

Macdonald führte auch die erste Annäherung an, die von Lorenz gegeben wurde für die Summe einer oszillierenden Reihe von der Type, auf welche sich die vorher erwähnten wichtigen Gruppen harmonischer Funktionen reduzieren, wenn die Kugel groß ist. Die vollständigere Formel für die Summe dieser Reihentype in der allgemeinen Form findet sich in meinem Aufsatz in „Messenger of Mathematics" Oktoker 1907.

In diesem Zustand blieb die Frage bis 1907, als einer Arbeit des Verfassers, die sich mit mehreren Phasen des vollständigen Problems beschäftigte, wie es ein Oszillator nahe an der Oberfläche einer leitenden Kugel darbietet (umfassend die Wirkung, welche an allen Punkten nahe dem Oszillator oder entfernt von ihm zu erwarten ist), der Smith-Preis der Universität Cambridge zuerkannt wurde. Die Veröffentlichung dieser Arbeit geschah nicht sofort, da das vollständige Problem in allen seinen wichtigen Phasen noch nicht gelöst war; jetzt erst befindet sich dieselbe im Druck, und der erste Abschnitt erschien im „Philosophical Magazine" im April dieses Jahres, der zweite folgt im Juli und andere später. Inzwischen nahm Poincaré das Problem auf und veröffentlichte in den „Comptes Rendus" 1909 einen kurzen Bericht über seine Resultate. Obwohl Poincaré bemerkt, daß die Beiträge der harmonischen Funktionen in der Reihe zu der elektrischen oder magnetischen Kraft einem verschiedenen Gesetz folgen würden für jene harmonischen Funktionen, deren Koeffizienten, die Bessel-Funktionen sind, annähernde Gleichheit zwischen ihrer Ordnung und dem Argument hätten, schloß er, daß mit Rücksicht auf die geringe Anzahl dieser harmonischen Funktionen ihre Beiträge kein wichtiges Element in der schließlichen Summe bilden könnten, und vernachlässigte sie deshalb. Auch wurde eine unkorrekte Formel für die Summe der Gruppe von Ausdrücken, die wichtige harmonische Funktionen enthalten, einbezogen. Fast gleichzeitig mit dem Erscheinen, im „Philosophical Magazine" Februar 1910, einer Kritik dieser Resultate, welche Poincaré selbst bemerkt hatte, erschien in der Zeitschrift „Rendiconte del Circolo Matematico di Palermo" März/April 1910 eine abgeänderte Untersuchung, hauptsächlich über die Kraft, die an Punkten auf der Erdoberfläche zu erwarten sei. Diese spätere Behandlung gibt ein Resultat, das in Übereinstimmung ist mit demjenigen aus meiner Untersuchung in diesem speziellen Falle, der natürlich der praktisch wichtigste ist; im „Philosophical Magazine" Juli 1910 wurde auf die formale Identität

beider Resultate hingewiesen, wenn auch die Art der Ableitung bei beiden in mancher Hinsicht differierte. Dieses schließliche Resultat scheint jetzt auf einer festen Basis zu stehen, und es ist wünschenswert, daß ein kurzer Bericht seiner Natur gegeben wird, denn er zeigt endgültig, daß man ein für allemal die Annahme einer Beugung als Erklärung der experimentellen Resultate fallen lassen muß.

Poincaré hatte sich begnügt, es bei zwei unbestimmten Funktionen zu belassen, deren Größenordnungen ungefähr bekannt sind, und es zeigt sich, daß an der Oberfläche der Erde in einer Orientierung θ vom Oszillator, gemessen im Zentrum der Erde, die elektrische Wirkung zu ihrem Wert für eine ungestörte Schwingung im Verhältnis $e^{-\varrho\theta}$ steht, wo e die Basis der natürlichen Logarithmen ist, und ϱ eine Größe von der Ordnung $(Ka)^{\frac{1}{3}}$; Ka ist bereits bestimmt worden und ist im gewöhnlichen praktischen Falle ungefähr gleich 10^6. Die rasche Konvergenz gegen Null der Exponentialfunktion von negativem Argument mit Wachsen des letzteren ist wohlbekannt und sie übertrifft bei weitem diejenige irgend einer reziproken Potenz des Arguments.

In einem späteren Teil meiner Untersuchung im „Philosophical Magazine" werden Tabellen der vollständigeren Formel veröffentlicht werden, aber selbst wenn diese fehlten, zeigt die Formel in der Fassung von Poincaré sofort, daß die Beugungstheorie verworfen werden muß. Es genügt vielleicht zu sagen, daß meine vollständige Formel für das Amplitudenverhältnis des gestörten und ungestörten Wertes der elektrischen Kraft ist:

$$(8\pi \sin\theta)^{\frac{1}{2}}(Ka)^{\frac{1}{6}} \operatorname{tang} \tfrac{1}{2}\theta \cdot \beta^{-1} e^{-(Ka)^{\frac{1}{3}}\beta\theta},$$

wo β nahezu gleich 0,3 ist.

Ganz kürzlich wurde in den „Philosophical Transactions of the Royal Society" eine andere Untersuchung von Prof. Macdonald veröffentlicht, der eine Formel für den Beugungseffekt in Ausdrücken Fresnelscher Integrale abgeleitet hat, mit einer entsprechenden Tabellarisierung für Antennen von verschiedener Länge. Die Resultate geben eine Wirkung von einer total verschiedenen Größenordnung an gegenüber der nach der Exponentialformel. Aber in meiner Kritik im „Philosophical Magazine" Mai 1910 ist gezeigt, daß der Ableitungsmodus von Prof. Macdonald nicht gültig ist für Punkte nahe der Erdoberfläche, und daß deshalb diese Resultate vernachlässigt werden müssen. Die Exponentialformel scheint demnach die schließliche Lösung für Punkte an der Erdoberfläche zu enthalten, und da Poincaré

in seiner letzten Untersuchung sich dafür ausspricht, daß die Beugungstheorie aufzugeben sei, so kommt er zu dem Schluß, daß die Theorie die auf einer Reflexion der Wellen durch die oberen Schichten der Atmosphäre basiert, als die einzig aussichtsreiche übriggeblieben sei. Man kann diese Schlußfolgerung akzeptieren, wenn auch noch kein formaler mathematischer Beweis derselben gegeben wurde.

Es bestehen viele wichtige Probleme im Zusammenhang mit unserem Thema bezüglich der Wirkung des Oszillators an anderen Punkten als denjenigen der Oberfläche, und diese werden in verschiedenen Abschnitten meiner Arbeit behandelt werden. Einige derselben sind bereits erschienen. Eins der interessantesten Probleme ist das der Bildung von Beugungsstreifen an den Grenzen des Schattens, worüber ich im „Philosophical Magazine" vom Juli 1910 berichte.

Trinity College Cambridge (England), 10. Juni 1910.

(Nach dem Englischen von G. Eichhorn.)

(Eingesandt 10. Juni 1910.)

Der effektive Widerstand und die Selbstinduktion einer Spule.

Von J. W. Nicholson.

Es sind von verschiedenen Autoren Lösungen des Problems der Ausbreitung von Wechselströmen längs einer Spule gegeben worden. Für praktische Zwecke muß man die „effektiven" Werte des Widerstandes und der Selbstinduktion der Spule kennen oder in anderen Worten gewisse Größen R und L derart, daß, wenn eine wechselnde elektromotorische Kraft E an die Enden der Spule angelegt wird und einen totalen Strom i erzeugt, dann die Beziehung besteht:

$$L \frac{d i}{d t} + R i = E.$$

Die Werte von R und L sind natürlich Funktionen der Frequenz des Wechselstromes, und die mathematischen Schwierigkeiten, genaue Werte für eine Spule zu erhalten, sind bis jetzt noch nicht überwunden worden. Dagegen sind viele Näherungswerte angegeben worden und sei darüber folgendes rekapituliert. Die erste theoretische Diskussion des Problems wurde wohl von M. Wien in den Annalen

der Physik 1904 veröffentlicht und bezog sich wie die meisten der nachher gegebenen Lösungen auf den Fall einer zylinderförmigen Spule von sehr geringer Ganghöhe. Aber er nahm an, daß die Stromverteilung in allen äquidistanten Punkten von der Achse die gleiche sei, welche Annahme von Battelli als nicht zutreffend erwiesen wurde. Wiens Formel zeigte deshalb auch keine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Resultaten. Kurz nachher veröffentlichte in derselben Zeitschrift Sommerfeld eine Untersuchung des Problems soweit es sich um den Widerstand handelt, und diese Methode wurde dann von Coffin in den „Bulletins of the Bureau of Standards" (Bd. 2, S. 275) angewandt, um die Änderung der Selbstinduktion mit der Frequenz zu bestimmen. Sommerfelds Formel hat zu lebhafter Diskussion Anlaß gegeben. In der „Nuovo Cimento" und anderen Zeitschriften wurde sie von Battelli kritisiert, aber Sommerfeld zeigte in seiner Erwiderung in der „Physikalischen Zeitschrift", daß Battellis Kritik mathematisch unkorrekt war, und daß die Formel eine bessere Übereinstimmung mit den experimentellen Resultaten ergab, als man vermutet hatte. Sommerfelds Formel macht die Änderung des Widerstandes mit der Frequenz unabhängig von der Weite der Windungen, so daß eine Drahtwindung von der Weite n-Millimeter äquivalent sein würde, n-Windungen von der Weite, 1 mm bei gleicher Dicke.

Eine unabhängige Lösung des Problems wurde dann später von Picciati in der „Nuovo Cimento" gebracht, aber die abgeleitete Formel ergab wieder keine befriedigende Übereinstimmung mit den experimentellen Resultaten. Coffins Untersuchung über die Änderung der Selbstinduktion mit der Frequenz findet sich in den „Bulletins of the Bureau of Standards", Bd. 2, oder in Bd. 22 der „Physical Review"; es fehlen aber genügend experimentelle Daten, um die Formel verifizieren zu können.

Die am meisten befriedigenden Formeln wurden seitdem von Cohen abgeleitet und veröffentlicht in den „Bulletins of the Bureau of Standards" Bd. 4. Dieselben beziehen sich auf ein Solenoid von großer Länge, sehr eng mit Draht bewickelt, so daß das Feld im Innern als gleichförmig behandelt werden kann, selbst in der unmittelbaren Nachbarschaft der Windungen. Cohen vereinfachte das Problem, indem er den Drahtquerschnitt der Windungen quadratisch anstatt kreisförmig nahm. Die Endresultate sind folgende:

Wenn (R^1, L^1) die Änderungen infolge der Frequenz von R und L sind, so ist:

$$R^1 = 128 s^2 p^2 \pi d a \sigma \sum_1^\infty \frac{1}{n^2 \alpha_n (\alpha_n^2 + \beta_n^2)},$$

$$L^1 = s^2 d l \left\{ \frac{2}{3} \pi^2 (4a + d) - 64 s a \sum_1^\infty \frac{1}{n^2 \alpha_n^2} \left(\frac{1}{\alpha_n^2 + \beta_n^2} + 1 \right) \right\},$$

wo

$$(\alpha^2, \beta^2) = (\pm m^2 + \sqrt{m^4 + 16 \pi^2 \sigma^2 p^2})/2.$$

$m = \frac{n\pi}{d}$, wo n die ungeraden Zahlenwerte 1, 3, 5, ... sind,
d = Durchmesser des Drahtes, σ = Leitfähigkeit, $p = 2\pi$ (Frequenz), s = Windungszahl pro Längeneinheit, a = innerer Radius des Solenoids, l = Länge des Solenoids.

Für eine sehr hohe Frequenz gilt:

$$\alpha = \beta = \sqrt{4 \pi p \sigma}$$

und pro Längeneinheit:

$$R^1 = \frac{16 s^2 d \sqrt{f}}{\pi \sqrt{\sigma}} \sum_1^\infty \frac{1}{n^2}$$

und der Widerstand der Spule verglichen mit demjenigen eines geraden Drahtes derselben Länge wird für eine große Frequenz F:

$$\frac{8 s^2 d^2}{\pi} \sum \frac{1}{n^2}.$$

Dieser Wert ist unabhängig von F und ist proportional dem Quadrat des Durchmessers des Drahtes und umgekehrt proportional der Ganghöhe.

Diese Widerstandsgesetze wurden auch von Battelli erhalten und von Blake experimentell verifiziert.

In Cohens Arbeit wird eine sehr gute kritische Prüfung aller früheren Formeln gegeben, denen die experimentellen Resultate fortlaufend vergleichend an die Seite gestellt werden. Aber es gibt andere Experimente, mit denen Sommerfelds Formel gut übereinstimmt, wie seinen Schriften zu entnehmen ist.

Neuerdings habe ich einen anderen Teil des Problems in Angriff genommen, nämlich den Fall, daß der Draht nicht eng gewickelt und die Ganghöhe infolgedessen nicht klein ist. Der Radius des Zylinders, auf welchen der Draht aufgespult ist, ist auch groß im Vergleich mit demjenigen des Drahtquerschnittes, der deshalb nicht wie bei Cohen als quadratisch behandelt werden kann. Die Spule ist hinreichend lang, um die Wirkungen an den Enden zu vernachlässigen. Eine

Verbindung zwischen der erhaltenen Schlußformel und denjenigen von Cohen ist nicht zu machen ohne Betrachtung des schwierigen Zwischenfalls, bei dem die Ganghöhe mäßig klein ist. Die Resultate wurden veröffentlicht im „Philosophical Magazine“ Januar 1910 und in den „Proceedings of the Physical Society of London“ Bd. 22 und sind kurz die folgenden: Die Schwingung wird als sinusförmig angenommen von der Frequenz $\frac{p}{2\pi}$; μ und σ bezeichnen die Permeabilität und den spezifischen Widerstand des Drahtes; derselbe hat einen Radius des Querschnitts r und ist auf einen Zylinder vom Radius a aufgewickelt derart, daß $\frac{r}{a}$ klein ist. Der Drahtwinkel ist α. Wenn n die Windungszahl der Spule auf eine Länge z parallel zur Achse, so ist:

$$\alpha = \text{arc tang}\,(z/2\pi n a),$$

wenn die Frequenz klein ist, so daß x, welches $r\sqrt{4\pi\mu p/\sigma}$ bezeichnet, kleiner als 2 ist, so wird der Widerstand per Längeneinheit des Solenoids:

$$R = \frac{\sigma}{\pi r^2}\left\{1 + \frac{1}{12}\left(\frac{\pi\mu p r^2}{\sigma}\right)^2 - \frac{1}{180}\left(\frac{\pi\mu p r^2}{\sigma}\right)^4 + \frac{11}{12\cdot 28\cdot 30}\left(\frac{\pi\mu p r^2}{\sigma}\right)^6 + \right\} - $$
$$- \frac{\sigma}{32\pi a^2}\cos^2\alpha\,(1-5\sin^2\alpha)\left\{1 + \frac{1}{24}\left(\frac{\pi\mu p r^2}{\sigma}\right)^2 - \frac{13}{2160}\left(\frac{\pi\mu p r^2}{\sigma}\right)^4 \cdots\right\}$$

und die Selbstinduktion per Längeneinheit ist:

$$L = \frac{1}{2}\mu\left\{1 - \frac{1}{24}\left(\frac{\pi\mu p r^2}{\sigma}\right)^2 + \frac{13}{4320}\left(\frac{\pi\mu p r^2}{\sigma}\right)^4 - \frac{647}{12^2\cdot 360\cdot 56}\left(\frac{\pi\mu p r^2}{\sigma}\right)^6 \cdots\right\} -$$
$$- \frac{\mu r^2}{64 a^2}\cos^2\alpha\,(1-5\sin^2\alpha)\left\{1 - \frac{1}{12}\left(\frac{\pi\mu p r^2}{\sigma}\right)^2 + \frac{67}{8640}\left(\frac{\pi\mu p r^2}{\sigma}\right)^4 \cdots\right\} +$$
$$+ \frac{\sigma}{4\pi a^2 p}\cos^2\alpha\,(1-5\sin^2\alpha)\left\{1 + \frac{1}{6}\left(\frac{\pi\mu p r^2}{\sigma}\right)^2 - \frac{1}{240}\left(\frac{\pi\mu p r^2}{\sigma}\right)^4 \cdots\right\}.$$

Es ist nicht möglich, diese Resultate für eine nahezu Nullfrequenz anzuwenden, denn pa darf nicht klein sein. Die Bedingungen für eine dreistellige Genauigkeit, wenn f die Frequenz ist, sind im Falle von Kupferdrähten:

$$a > 12r, \quad a f^{\frac{1}{2}} > 50, \quad r f^{\frac{1}{2}} < 10,$$

wo die Radien in Zentimetern ausgedrückt sind.

Die entsprechenden Formeln für eine hohe Frequenz sind:

$$R = \left(\frac{\mu p \sigma}{2\pi r^2}\right)^{\frac{1}{2}} \left\{1 + \left(\frac{\sigma}{8\pi \mu p r^2}\right)^{\frac{1}{2}} + \frac{3}{4} \cdot \frac{\sigma}{8\pi \mu p r^2} - \right\} -$$

$$- \frac{\sigma}{32\pi a^2} \cos^2\alpha \, (1 - 5\sin^2\alpha) \left\{1 + \left(\frac{\sigma}{8\pi \mu p r^2}\right)^{\frac{1}{2}} - \frac{9}{4} \cdot \left(\frac{\sigma}{8\pi \mu p r^2}\right)^{\frac{3}{2}}\right\}$$

$$L = \left(\frac{\sigma \mu}{2\pi p r^2}\right)^{\frac{1}{2}} \left\{1 - \frac{3}{4} \frac{\sigma}{8\pi \mu p r^2} - \frac{3}{2} \left(\frac{\sigma}{8\pi \mu p r^2}\right)^{\frac{3}{2}}\right\} +$$

$$+ \frac{\sigma \cos^2\alpha}{32\pi p r a^2} (1 - 5\sin^2\alpha) \left(\frac{\sigma}{2\pi \mu p}\right)^{\frac{1}{2}} \left\{1 + 2 \cdot \left(\frac{\sigma}{8\pi \mu p r^2}\right)^{\frac{1}{2}} + \frac{9}{4} \cdot \frac{\sigma}{8\pi \mu p r^2}\right\}$$

und eine dreistellige Genauigkeit ist gesichert, wenn:

$$a > 12r, \quad r f^{\frac{1}{2}} > 70$$

für den Fall von Kupferdrähten. Im allgemeinen kann praktisch der letzte Ausdruck jeder Klammer vernachlässigt werden.

Mit steigender Frequenz wird die Widerstandsänderung infolge der Spulung unabhängig von der Frequenz und vom Radius des Drahtes, und die Änderung der Selbstinduktion tendiert zu verschwinden. Diese Resultate stehen in direktem Kontrast mit denjenigen, die für ein eng gewundenes Solenoid erhalten wurden.

Trinity College, Cambridge, 25. Juni 1910.

(Aus dem Englischen von G. Eichhorn.)

(Eingesandt 25. Juni 1910.)

Betrachtungen über die seitens einer radiotelegraphischen Antenne ausgestrahlte Leistung und experimentelle Messung an einem speziellen Falle.

(Considerazioni sulla potenza irradiata da un' antenna radiotelegrafica e misurazione sperimentale in un caso.)

Vorgetragen auf dem dritten Kongreß der Società Italiana per il progresso delle scienze, September 1909.

Von **Pasquale Barreca.**

I.

Die mathematischen Gesetze, welche die Wirkungsweise der radiotelegraphischen Antennen beherrschen, sind uns größtenteils unbekannt. Insbesondere sind wir heute nicht imstande, das Verhalten einer der in der Praxis üblichen komplizierten Antennen quantitativ vorauszusagen und die passenden Dimensionen a priori zu bestimmen.

In gewissem Grade wird die Sachlage durch das Ähnlichkeitsprinzip beleuchtet, das für sämtliche Oszillatoren gilt. Nach diesem Prinzip verhalten sich, wofern man den Ohmschen Widerstand vernachlässigt, die Eigenwellenlängen zweier geometrisch ähnlicher Antennen wie die homologen Dimensionen, und die logarithmischen Dekremente sind dieselben [1]).

Der praktische Nutzen dieses Satzes besteht darin, daß wir, wofern wir eine Zusammenstellung zahlreicher bereits untersuchter Antennen besitzen, von denen wir sämtliche Dimensionen sowie die Frequenz und das Dekrement auf Grund kymometrischer Messungen kennen, daß wir in diesen Fällen eine Antenne von genau bestimmter Wellenlänge und genau bestimmtem Dekrement konstruieren können. Praktisch erhält dann bekanntlich jede Antenne in ihrer Erdleitung Reguliervorrichtungen, um die Frequenz innerhalb gewisser Grenzen verändern zu können, so daß eine große Genauigkeit nicht erforderlich ist [2]).

---

1) Siehe Abraham, Ann. d. Phys. (4) **1**, 442, 1898. — Drude, Zur Konstruktion von Teslatransformatoren und Selbstinduktion von Drahtspulen, Ann. d. Phys. (4) **9**, 293, 1902. — Zenneck, Elektromagnetische Schwingungen und drahtlose Telegraphie, S. 531.

2) Der oben angewandte Ausdruck „geometrisch ähnliche Antennen" verlangt einige Erörterungen. Jede Antenne ist ein Oszillator, dessen einen

Eine klarere Angabe über die Energiemenge, welche ein gegebener Luftleiter ausstrahlen kann, als wir sie durch das logarithmische Dekrement erhalten, liefert uns das, was wir als das *Strahlungsvermögen* der Antenne bezeichnen können, und das wir definieren als *die ausgestrahlte Leistung, bezogen auf eine im Bauche beständig fließende Effektivstromstärke von einem Ampere.* Wir wollen zunächst dartun, daß wir, wenn wir die ausgestrahlte Leistung W (bei rein sinusförmigen ungedämpften Schwingungen) durch das Quadrat der im Bauche gemessenen Effektivstromstärke I_v dividieren, daß wir alsdann die eben genannte charakteristische Konstante:

$$\alpha = \frac{W}{I_v^2}$$

erhalten.

Wir brauchen nur zu beachten, daß sich, wenn unser Oszillator mehr oder minder intensiv schwingt, W und I ändern, aber nicht die geometrische Gestalt seiner elektrostatischen und magnetischen Kraftröhren für korrespondierende Zeiten der Periode. Die zu korrespondierenden Zeiten in einer und derselben elektrostatischen Kraftröhre aufgespeicherte Energie ist also jedesmal dem Quadrate der elektrischen

---

Teil das umgebende Erdreich, und dessen anderer Teil das Luftleitergebilde ist, das mit diesem in guter Verbindung steht. Man kann das letztere so konstruieren, daß es einem anderen in jeder Hinsicht (auch hinsichtlich der Drahtstärke) geometrisch ähnlich ist; aber in seiner Anwendung auf die beiden Gebiete des umgebenden Erdreiches ist der Ausdruck „geometrisch ähnlich" nicht ohne weiteres klar. Dennoch ist er richtig. — Wir müssen nämlich im umgebenden Raume die „Wellenzone" von dem an die Station angrenzenden Raume unterscheiden, der sie von dem Oszillator „Luftleiter-Erdreich" trennt und hauptsächlich als Dielektrikum des Kondensators und als magnetisches Medium der Selbstinduktion wirkt, also im wesentlichen ein Konstruktionsteil des Apparates ist. Eine scharfe Trennung zwischen beiden haben wir bei Anwendung des Poyntingschen Satzes, denn in der „Wellenzone" wird ein (im Raume festes) Flächenelement von der Energie immer in einem Sinne durchflossen (die elektrische und die magnetische Kraft wechseln daselbst gleichzeitig die Richtung), während in der „Oszillatorzone" oder „Erzeugungszone" die Energie, je nach den komplizierten Bewegungen der Kraftlinien, abwechselnd in entgegengesetzten Richtungen verläuft (wobei die sich entfernende vorherrscht).

Wenn die Luftleitergebilde geometrisch ähnlich sind, so kommen als Erzeugungszonen die Räume in Betracht, die über geometrisch ähnlichen Flächen des Erdbodens gelegen sind.

Die in der Praxis zur Verwendung gelangenden Wellen überschreiten zurzeit kaum die Länge von 2 km. Wir können deshalb in der Erzeugungszone die Erde als eben betrachten.



Potentialdifferenz zwischen ihren Enden in dem betrachteten Zeitpunkte proportional. Der Effektivwert dieser Potentialdifferenz nun ist dem Effektivwerte des entsprechenden Verschiebungsstromes in der Kraftröhre proportional. Ebenso ist die in beiden Fällen in einem und demselben Augenblick und in einer und derselben magnetischen Kraftröhre vorhandene Energie dem Quadrate der magnetischen Kraft proportional und somit umgekehrt proportional dem Quadrate des insgesamt mit der Kraftröhre in diesem Augenblicke verketteten Stromes (in den Leitern, in der Erde und in den Röhren der umgebenden Luft als Verschiebungsstrom); dieser Strom erzeugt nämlich die magnetischen Kräfte mit identischer zeitlicher und räumlicher Verteilung in beiden Fällen.

Daraus folgt, daß die in einer ganzen Periode in Wirkung tretende Energie immer proportional I^2 ist, wo I die in einem willkürlichen aber unveränderlichen Punkte des Oszillators gemessene Stromstärke ist. Wenn wir diesen Punkt in einem Schnitte durch den drahtförmigen metallischen Teil, oder noch besser im Bauche des Stromes wählen, so wird die praktische Messung der relativen Stromstärke I_v leichter.

Das Verhältnis α hat offenbar die Dimensionen eines Widerstandes. *Wir wollen beweisen, daß es sich in geometrisch ähnlichen Antennen nicht verändert.* Zuvor wollen wir aber noch eine andere Betrachtung vorausschicken: Es seien zwei geometrisch ähnliche Oszillatoren gegeben, und wir wollen die analogen physikalischen Größen in homologen Punkten und zu homologen Zeitpunkten (das heißt zueinander entsprechenden Zeiten der beiden Perioden) durch die Indizes 1 und 2 voneinander unterscheiden. m_1 und m_2 seien zwei homologe Dimensionen. Ich behaupte nun, daß wenn wir die Oszillatoren so schwingen lassen, daß $E_1 = E_2$ ist, daß dann auch $H_1 = H_2$ ist, und umgekehrt. Dabei bezeichne ich mit E die elektrischen und mit H die magnetischen Kräfte.

Wir wollen nun in der Umgebung der beiden Oszillatoren zwei Schwingungskreise von beliebiger Gestalt anbringen, die einander im Verhältnis m_1/m_2 ähnlich, ähnlich angeordnet und unendlich klein sein sollen. Ihre Oberflächen und ihre Längen seien σ_1, σ_2 bzw. l_1, l_2. Ich wende das Gesetz für die Kreise an:

$$\mu \frac{\partial H}{\partial t} = -\frac{1}{A} \operatorname{rot} E,$$

wo A der reziproke Wert der Lichtgeschwindigkeit ist. Da

$$\mathrm{rot}_1\, E = \frac{\int\limits_0^{l_2} E \cos \varepsilon\, d\, l_1}{\sigma_1}$$

und

$$\mathrm{rot}_2\, E = \frac{\int\limits_0^{l_1} E \cos \varepsilon\, d\, l_2}{\sigma_2}$$

ist[1]), und da die E in homologen Punkten dieselben sind, so folgt daraus:

$$\left(\frac{\partial H}{\partial t}\right)_1 : \left(\frac{\partial H}{\partial t}\right)_2 = m_2 : m_1 .$$

Wenn nun t_1 und t_2 die von den Anfangspunkten der betreffenden Perioden bis zu den korrespondierenden Zeitpunkten verflossenen Zeiten sind, so wird, da t_1 und t_2 einander entsprechen,

$$d\, t_2 : d\, t_1 = m_2 : m_1 \tag{1}$$

sein. Diese Gleichung ergibt im Verein mit der vorhergehenden:

$$\left(\frac{\partial H}{\partial t}\right)_1 : \left(\frac{\partial H}{\partial t}\right)_2 = d\, t_2 : d\, t_1 ,$$

und somit:

$$H_1 = H_2$$

was zu beweisen war.

Wir können für den reziproken Satz das Gesetz anwenden:

$$\varkappa \frac{\partial E}{\partial t} = \frac{1}{A} \mathrm{rot}\, H .$$

Es läßt sich nun beweisen, daß sich das Strahlungsvermögen bei geometrisch ähnlichen Antennen nicht ändert. Wir wollen sie wie die beiden vorgenannten Oszillatoren schwingen lassen. Die in den umgebenden Räumen zu homologen Zeiten enthaltenen Energiemengen sind die Volumintegrale der Funktion:

$$\frac{\varkappa}{8\pi} E^2 + \frac{\mu}{8\pi} H^2$$

und verhalten sich somit wie die dritten Potenzen der homologen Dimensionen[2]).

---

1) ε ist der Winkel, den E mit dem linearen Element bildet.

2) $\varkappa$ = spezifischen Induktionsvermögen.
μ = magnetische Permeabilität.

Andererseits verhalten sich die Verschiebungsstromstärken in homologen Punkten und zu homologen Zeiten wie $m_1 : m_2$. (Die Stromdichte $\frac{\varkappa}{4\pi}\frac{\partial E}{\partial t}$ ändert sich nämlich im umgekehrten Verhältnisse der homologen Dimensionen[1]), während sich die Querschnitte der geometrisch ähnlichen elektrischen Kraftröhren direkt wie die Quadrate dieser Dimensionen ändern.) In derselben Weise werden sich die Stromstärken des metallischen Teiles ändern, welche die Fortsetzung der Verschiebungsströme sind. Die Frequenz n ändert sich aber umgekehrt wie die homologen Dimensionen.

$$\alpha = \frac{n \cdot \textit{Energie per Zyklus}}{\textit{Quadrat der Stromstärke im Bauche}}$$

ist sonach von den Dimensionen unabhängig.

Im folgenden werde ich über experimentelle Untersuchungen berichten, die ich in der Absicht ausgeführt habe, eine quantitative Vorstellung von dem Strahlungsvermögen vieler geometrischer Antennenformen zu erhalten, und zwar auf möglichst direktem Wege, nämlich durch direkte Messung der der Antenne (durch ungedämpfte und rein sinusförmige Schwingungen) zugeführten Leistung W_c und der entsprechenden Stromstärke I_v im Erddrahte.

W_c umfaßt die ausgestrahlte Leistung und die infolge des Joule-Effektes in dem aus der Antenne und dem Erdreiche in der Erzeugungszone verbrauchte. Wir haben daher:

$$\alpha = \frac{W_c}{I_v^2} - r,$$

wo r der Ohmsche Widerstand (für hohe Frequenz und nicht stationären Strom) ist.

Infolge anderweitiger Beschäftigung bin ich verhindert, diesen Plan vollständig durchzuführen; ich habe mich deshalb auf die experimentelle Untersuchung einer einzigen, weiter unten zu beschreibenden Antenne beschränkt.

Den Wert für das Strahlungsvermögen und den Nachweis seiner Existenz in dem Spezialfalle eines Dipols oder Hertzschen Oszillators

1) Siehe Gleichung (1).

kann man nach dem Vorgange von R. Rüdenberg[1]) unmittelbar erhalten. Hertz[2]) hat nämlich die ausgestrahlte Energie bei ungedämpften Schwingungen für eine halbe Periode zu

$$\frac{\pi^4 E^2 l^2}{3 \lambda^3}$$

berechnet. Hier ist E der maximale Augenblickswert der Ladung, l der Abstand zwischen den Kugelmittelpunkten, λ die halbe Wellenlänge. Multiplizieren wir diesen Wert mit der doppelten Frequenz, um die Leistung zu erhalten, und bezeichnen wir nunmehr mit λ die ganze Wellenlänge, so finden wir:

$$\frac{16 \pi^4 E^2 l^2}{3 A \lambda^4},$$

wo A der reziproke Wert der Lichtgeschwindigkeit ist. Der Strom ist in diesem Oszillator stationär oder quasi-stationär, und der Effektivwert der Stromstärke ist offenbar:

$$I_{\text{eff}} = \frac{\sqrt{2}}{2} 2 \pi n E = \frac{\pi \sqrt{2} E}{A \lambda},$$

so daß die oben genannte Leistung:

$$\left(\frac{8}{3} \pi^2 A \frac{l^2}{\lambda^2}\right) I^2_{\text{eff}} = \left(Ohm \cdot 790 \frac{l^2}{\lambda^2}\right) I^2_{\text{eff}}$$

wird.

Rüdenberg schlägt in seiner beachtenswerten Arbeit vor, dieses Ergebnis zu verwerten und die radiotelegraphischen Antennen (obschon es sich bei ihnen nicht um stationäre Ströme handelt) empirisch mit Dipolen zu vergleichen, deren Höhe er nach Ermessen festlegt[3]).

Wenn beispielsweise eine Antenne oben eine große Ausbreitung aufweist, so kann man leicht annehmen, daß sie wie die Hälfte eines Dipols funktioniert, dessen obere Kugel von der Mitte so weit entfernt ist wie die Ausbreitung von der Erde.

---

1) R. Rüdenberg, Der Empfang elektrischer Wellen in der drahtlosen Telegraphie, Ann. d. Phys. (4) 8, 446, 1908. Siehe auch: Barkhausen, Funken oder Lichtbogen? Dieses Jahrb. 2, 41, 1908.

2) H. Hertz, Ausbreitung der elektrischen Kraft, S. 160.

3) Die übrigen Dimensionen des Dipols (beispielsweise die Kugelradien) müssen ihm dann die gewünschte Frequenz geben. Das wird immer möglich sein, wenn man bei der Bestimmung der Höhe den Grenzwert $\frac{1}{2}\lambda$ nicht überschritten hat, wie selbstverständlich ist.

Für eine Schirmantenne empfiehlt Rüdenberg, die Kugel des entsprechenden Dipols ungefähr in die Mitte der Stäbe zu verlegen, usw.

Bei gewissen Luftleitergebilden (beispielsweise bei einem dreieckigen Luftleiter) erscheint es mir schwierig, die Länge des Dipols so zu bestimmen, daß man ihn als äquivalent ansehen kann.

Für ein Luftleitergebilde, das aus einem einfachen senkrechten Drahte besteht (wie es übrigens heutzutage nur wenig gebräuchlich ist), und bei dem der Strom weit davon entfernt ist, stationär zu sein, kann man den Vergleich mit dem Dipol nur insoweit künstlich durch- führen, als die seitens eines solchen Luftleiters ausgestrahlte Energie bekannt ist. Nichtsdestoweniger wird sich diese Methode von Rüdenberg (in den Fällen, wo sie anwendbar ist) als nützlich erweisen, weil sie einen Überschlag gestattet und auf Luftleiter anwendbar ist, bei denen eine geometrisch ähnliche Gestalt noch nicht untersucht worden ist.

Was den Literaturhinweis betrifft, so muß ich der Genauigkeit halber bemerken, daß das Verfahren von Rüdenberg von dem hier erwähnten scheinbar etwas abweicht. Rüdenberg schreibt nämlich für einen Dipol oder Hertzschem Oszillator die Gleichung:

$$D\frac{d^3q}{dt^3} + L\frac{d^2q}{dt^2} + R\frac{dq}{dt} + \frac{1}{C}q = 0\ ^{1)}.$$

In dieser Gleichung sind die drei letzten Glieder den bekannten der Kelvinschen Gleichung analog, und das erste Glied bezieht sich auf die Ausstrahlung. D ist eine passende Konstante. Integriert man diese Gleichung für ungedämpfte Schwingungen, so erhält man eine Sinusfunktion. Daraus folgt, daß das erste und das dritte Glied beide Produkte aus Konstanten und Cosinus sind und sich (nach Ausführung entsprechender analytischer Umformungen an den Koeffizienten und unter Beachtung der Frequenz n) summieren lassen. In der Endgleichung wird also mit dem Koeffizienten R ein gewisser konstanter Ausdruck summiert, der von der Strahlung herrührt. Wir haben also an dem Dipol eine charakteristische Konstante dieses letztgenannten Phänomens von der Dimension eines Widerstandes; diese können wir berechnen, wenn wir D aus der oben genannten Hertzschen Gleichung ableiten.

1) Mit geringen Abweichungen.

II.

Angewandte Methode und Apparatur.

Ich habe dieselbe Poulsenlampe benutzt wie bei einer früheren Untersuchung[1]). Die Lampe wurde mit Wasserstoff gespeist, der mittels Durchperlens durch Benzol karburiert worden war. Die Gleichstromspannung betrug 240 Volt und der Stromverbrauch 7—8 Ampere.

Das transversale Magnetfeld der Lampe betrug ungefähr 3000 Gauß. Der Primärkondensator bestand aus Glasplatten mit Stanniolbelegung; die primäre Selbstinduktion wurde fast ausschließlich durch die Primäre des Hochfrequenztransformators gebildet, denn die übrigen Leiter lagen sehr nahe beieinander. Im primären Schwingungskreise lag ein Hitzdrahtamperemeter (industrielle Type für 50 Ampere).

Der sekundäre Schwingungskreis bestand aus einer ⊤-förmigen Antenne (in Fig. 1 dargestellt), die mit dem Transformator, einem Hitzdrahtamperemeter und der Erde verbunden war, wie aus Fig. 2 ersichtlich wird.

Der Teslatransformator bestand aus zwei parallelepipedischen Rahmen aus paraffiniertem Holz von etwa 1 m Höhe und quadratischer Grundfläche (40 bzw. 30 cm Seitenlänge). Auf dem ersten Rahmen waren 16 Windungen aus siebendrähtiger Kupferschnur mit Kautschuküberzug angebracht und auf dem anderen 50 Windungen von analogem Kabel. Klemmen gestatteten, an jeder der beiden Spulen die Anzahl von Windungen abzunehmen, die erforderlich war, um die gewünschte Frequenz zu erhalten und gleichzeitig die zwei Kreise abzustimmen.

Der innere Rahmen ließ sich mittels Rollen und Gegengewichte mehr oder minder weit in den anderen einsenken, um den Koppelungsgrad zu variieren. Dieser wurde immer so schwach gehalten, daß das mit einem nicht ganz unempfindlichen Anzeiger (Zentiamperemeter) versehene Kymometer im Erddrahte praktisch eine einzige Frequenz anzeigte.

In der Fig. 2 stellen *C*, *C* kleine regulierbare Luftkondensatoren dar. Es sind einander gegenüberstehende kleine Metallplatten von 5 cm Durchmesser. Sie dienen dazu, die Abszissen oder die Ordinaten der Lichtdiagramme passend auf geeignete Maße zu verkürzen.

Die beiden Elektrodenpaare zur Ablenkung waren in der Röhre 6—7 cm voneinander entfernt. Das eine bestand aus inneren Platten

1) Atti della Associazione elettrotecnica italiana, S. 496, 1907.

und das andere aus Stanniolblättern, die ich auf die Röhre aufgeklebt hatte. (Sie waren ungefähr 1 dm² groß und mit Stanniolbändern zur Herstellung der Anschlüsse versehen.) Die Röhre wurde mit einer kleinen zweiplattigen Wimshurstmaschine betrieben, die bei heiterem Wetter auf dem Schirme einen kleinen blauen Fleck von 2 mm Durchmesser ergab.

Die Röhre wurde mit der Maschine über eine veränderliche Anzahl von Vakuumröhren verbunden, die einen Rheostaten bildeten. Ohne Verwendung dieser Röhren gab die wenig leistungsfähige Maschine häufig sozusagen Kurzschluß.

Die Röhre war mit Stanniol überzogen, das mit der Anode und dem Punkte P der Fig. 2 verbunden war.

Der Flächeninhalt des Diagrammes, das man bei der in der Figur dargestellten (von H. Barkhausen herrührenden) Schaltung auf dem Schirme erhält, gibt, mit der Frequenz und mit der Kapazität des Kondensators multipliziert, die im pri-

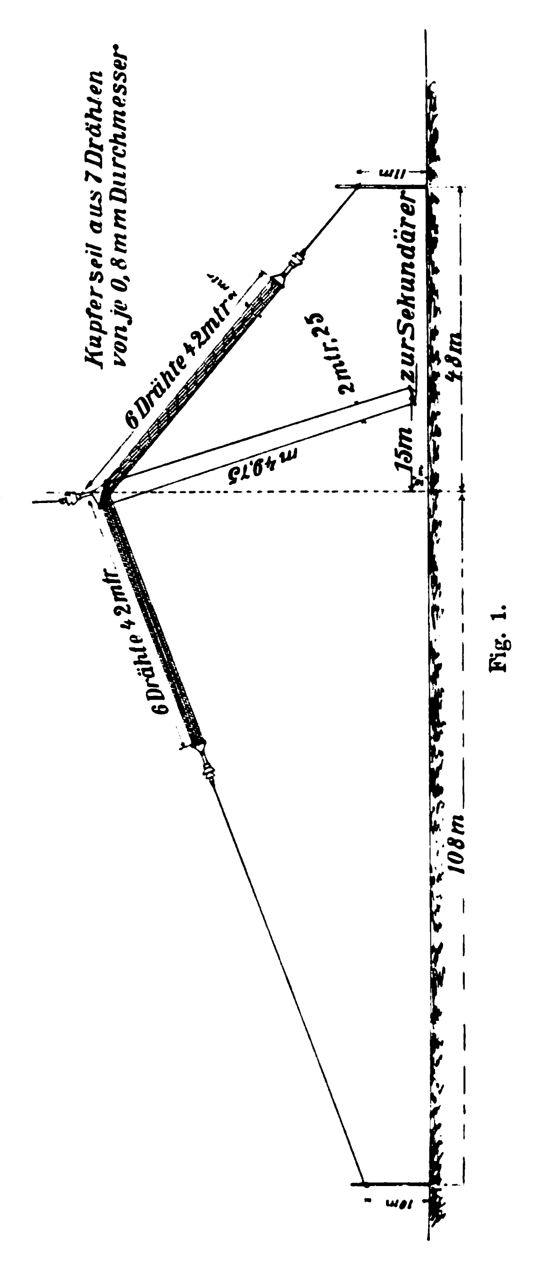


Fig. 1.

mären Oszillator verlaufende Energie[1]). Macht man zwei Messungen (W_1 und W_2) mit und ohne Luftleiter (während das Amperemeter im Primärkreise einen und denselben oszillierenden Strom anzeigt, oder wenn man auf diesen reduziert), so erhält man:

$$W_c = W_1 - W_2 .$$

Die Elektrisiermaschine wurde dauernd durch einen Elektromotor in Betrieb gehalten und beständig mittels eines elektrischen Ofens ge-

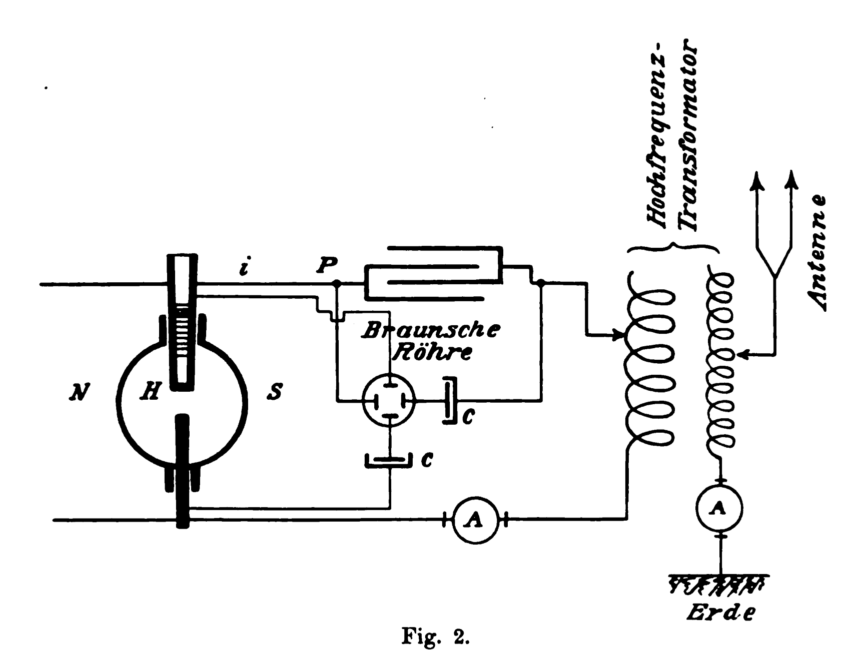


Fig. 2.

heizt. Die Konstanten der Röhre wurden jedesmal getrennt bestimmt. Die ganze Versuchsanordnung befand sich in einem passenden hölzernen Kasten am Fuße des radiotelegraphischen Mastes des Arsenales von Spezia.

1) Meines Wissens sind meine Versuche die ersten, bei denen eine solche Messung tatsächlich verwirklicht worden ist. Eine indirekte Messung hat Professor Simon dadurch angestellt, daß er in einem Duddellschen Lichtbogen mit doppeltem Oszillographen die Größen sichtbar machte, welche den Abszissen und den Ordinaten entsprechen, und diese Größen dann graphisch kombinierte. — H. Th. Simon, Zur Theorie des selbsttönenden Lichtbogens, Elektrot. Ztschr. S. 296, 1907.



Zur Darstellung der Diagramme habe ich die Photographie nicht verwenden können, weil die Lichtbilder, selbst dann, wenn sie für das Auge deutlich erkennbar waren, nicht lichtstark genug waren, um eine Photographie außerhalb der Röhre, selbst bei ganz langer Expositionsdauer, zu ermöglichen.

Ich ordnete indessen hinter der Röhre einen Rahmen mit Glimmerscheiben, und in 30 cm Abstand von diesem ein kleines Loch an. Hinter diesem nahm ich Aufstellung und projizierte nun auf den Glimmer die Lichtkurve; ich ritzte diese mittels einer Glasfeder ein, deren abgeschliffene Spitze ich durch eine Art fontaine lumineuse (ein Lämpchen war im Halter angebracht) sichtbar machte.

Ich ritzte die Diagramme wiederholt ein, während ein Assistent die Amperemeter in der Erdleitung und im primären Oszillator ablas.

Ich muß auf die Reinheit der verwendeten Sinusschwingungen besonders eingehen.

III.

Über das Fehlen von Oberschwingungen.

Durch Verwendung ziemlich kleiner Kapazitäten (und ziemlich großer Selbstinduktionen) begrenzte ich die oszillierende Stromstärke) die, wie bekannt (beispielsweise aus meiner bereits angeführten Arbeit, für eine gegebene Frequenz mit wachsender Kapazität des Oszillators wächst. Auf diese Weise konnte ich sinusförmige Ströme und sogenannte *Schwingungen erster Art*[1]) erhalten, wie sie für meine Messungen nötig waren, die überdies frei (oder fast frei) von Oberschwingungen waren. Tatsächlich hat der scheinbare Widerstand eines Oszillators, $2\pi n L - \frac{1}{2\pi n C}$ (der für seine Eigenfrequenz null ist) für jede Oberschwingung von gegebener Ordnungszahl (also von gegebener Frequenz) einen bestimmten Wert. Dieser Wert wächst, wenn die Frequenz der Oberschwingung konstant bleibt, mit wachsendem L und abnehmendem C. Die Schwingung ist also um so reiner, je größer L/C ist.

In meinem Falle stellte ich die ausreichende Reinheit der Schwingungen dadurch fest, daß ich dem Generator ein mit nicht

2) H. Barkhausen, Das Problem der Schwingungserzeugung usw. — A. Blondel, Sur les phénomènes de l'arc chantant. Lumière électrique, Juli 1905, S. 41.



allzu grobem Anzeiger (Hitzdrahtzentiamperemeter) ausgerüstetes Kymometer näherte, das auf eine einzige scharf bestimmte Frequenz ansprach. Jedesmal dagegen, wenn ich oszillatorische Ströme erzeugen wollte, die von mehr oder minder starken Oberschwingungen begleitet waren, gelang es mir leicht, diese durch dasselbe Mittel nachzuweisen. Ich brauchte dann nur im Verhältnis zur Selbstinduktion große Kapazitäten anzuwenden und den Rheostaten für den Gleichstrom so zu betätigen, daß ich den Strom auf die Lampe beschränkte. Die Oberschwingungen, die ich am leichtesten erhielt, waren die von doppelter und vierfacher Frequenz; das ist natürlich, denn die geradzahligen Oberschwingungen, die stets in der Spannung am Bogen vor handen sind und die von seiner Hysteresis herrührende Dissymmetrie darstellen, müssen dahin wirken, Ströme von derselben (oder wenigstens benachbarter) Frequenz im Schwingungskreise zu ergeben. Ich gebe ein Beispiel für eine Schwingung mit Oberschwingung:

> Kapazität: 0,00948 Mikrofarad. — Kein Luftleiter. — Das Kymometer (in der oben geschilderten Verwendungsweise) ergab bei einer Reihe von Ablesungen abwechselnd folgende zwei Schwingungen:
>
> $\lambda_1 =$ 470 m, 475 m, 510 m, 460 m; Mittelwert: 480 m;
>
> $\lambda_2 =$ 235 m, 240 m, 250 m, 230 m; Mittelwert: 239 m;
>
> und das Verhältnis der Amplituden schwankte stark (zwischen 1,5 und 3).

Unter den Bedingungen der endgültigen Versuche würde selbst eine Oberschwingung des Stromes nachgewiesen worden sein, deren Amplitude 5 v. H. der Amplitude der Grundschwingung betragen hätte.

Was nun die festgestellte Reinheit anlangt, so betrifft sie nur die Stromstärke (i) und die Spannung am Kondensator und an der Selbstinduktion, welche (da sie $\frac{1}{C}\int i\,dt$ und $L\frac{di}{dt}$ betragen), sinusförmig waren. Sie betrifft dagegen nicht die Spannung an den Polen des Bogens, die stets intensive Oberschwingungen hat.

Dieser eben erwähnte Unterschied geht aus den erhaltenen Diagrammen [Fig. 4 u. 5, oder besser noch aus denen der Fig. 3, die einfachere Betrachtungen zulassen[1])] hervor. Die mit dem Bogen verbundenen Elektroden liegen vertikal in der Ebene des Papieres.

1) Diese Diagramme sind zu verschiedenen Zeiten und unter verschiedenen Verhältnissen aufgenommen worden; *a* und *b* sind Lichtbilder auf Glimmer; *c* ist eine auf dem Beobachtungsjournal gemachte Skizze.



Die Diagramme der Fig. 3 haben (mehr oder minder genau) die Form einer „8"; es sind Lissajousche Figuren für das Intervall einer Oktave und zeigen, daß *die Spannung am Bogen eine überwiegende Oberschwingung von der doppelten Frequenz der Spannung am Kondensator (also auch der Stromstärke) aufwies.* Es fehlte dabei keineswegs der Einklang zur Grundschwingung, denn sonst würde für den Fall eines reinen Stromes die Arbeit des Oszillators null sein, und die Augen würden gleich sein. Dieser Einklang war aber nicht be-

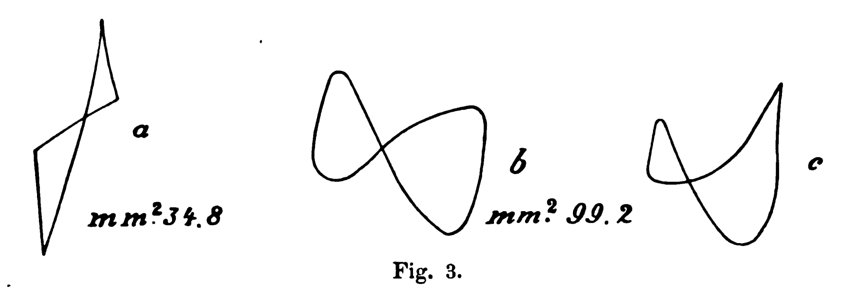


Fig. 3.

trächtlich, denn der Kreuzungspunkt war auf der Horizontalen nicht stark verschoben.

Aus den Diagrammen der Fig. 4 oder 5 könnte man übrigens, von der Sinusform der Horizontalbewegung ausgehend, durch einfache graphische Konstruktion leicht die Kurve für die Spannung am Bogen erhalten und diese dann in zwei oder drei Glieder der Fourierschen Reihe zerlegen.

In dem Diagramm *b* ist die Phasendifferenz der beiden Bewegungen ungefähr null ($^1/_2$ Periode der langsameren Schwingung). Die geradzahligen Oberschwingungen stellen die Hysteresis des Bogens dar.

IV.

Messungen.

Ich ließ den Luftleiter der Fig. 1 mit einer Wellenlänge von ungefähr 700 m schwingen. Dazu nahm ich für die Sekundärwickelung des oben beschriebenen Teslatransformators etwas weniger als 20 Windungen.

Die Koppelung war so schwach, daß ich an der Antenne praktisch eine einzige Schwingung erhielt. Außerdem achtete ich darauf, keine Oberschwingungen zu erzeugen, wie ich bereits angegeben habe.

Unter diesen Verhältnissen war die Antenne schwach erregt, und

eine in ihre Nähe gebrachte oder mit ihr verbundene Vakuumröhre leuchtete überhaupt nicht. Ich teile zwei Messungsreihen mit.

Erste Messungsreihe (8. Mai 1909).

Primäre Kapazität 0,001649 Mikrofarad. — Primärwindungszahl am Jigger 10. — Sekundärwindungszahl $19^3/_4$. — Wellenlänge, an der Primäre gemessen, 730 m, sehr scharf angegeben (n = 411 000). — Keine Oberschwingung. — An der Antenne dieselben Ergebnisse.

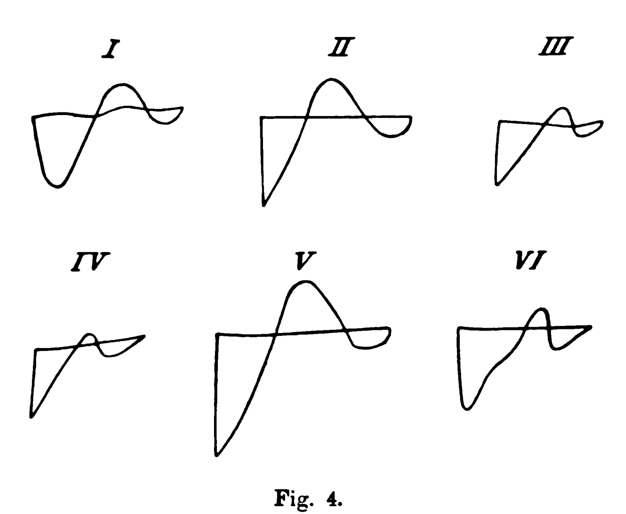


Fig. 4.

— Ich nahm die 6 Diagramme der Fig. 4 auf, die sich durch ihre Form mit drei Augen auszeichnen; rechts von dem kleinsten Auge war immer ein verlängerter Fleck (bei den kleinen Diagrammen ungefähr 5 mm lang, bei den großen bis zu 9 mm); dieser war anscheinend ein verwaschenes viertes Auge. — Da mir stets daran lag, die von dem Diagramme umschlossene Fläche schnell zu erhalten, habe ich diese Verlängerungen nicht in den Glimmer eingekratzt, da ihr Flächeninhalt null ist; ich habe mich darauf beschränkt, ihre Länge mit dem Auge zu schätzen.

Ergebnisse der ersten Versuchsreihe.

1	2	3	4		5	6
Nr.	Versuchs-bedingungen	Flächen-inhalt in mm²	Amperemeter im Primärkreise		Breite des Diagrammes abzüglich des Schwanzes	Quotient aus dem vierhundertfachen Betrage der Spalte 3 und dem Quadrate der Spalte 4 in mm²
			Ablenkung	Mittlere Effektiv-stromstärke		
I	Mit Luftleiter	57,2	15	3,88	23,5	101,6
II	Ohne Luftleit.	43,5	17	4,39	24	60,2
III	Mit Luftleiter	31,1	10	2,58	17	124,4
IV	Mit Luftleiter	41	11,5	2,97	18	124,2
V	Ohne Luftleit.	75,8	21,5	5,56	27,5	65,5
VI	Mit Luftleiter	72,1	15	3,88	21	128,2

Die letzte Spalte gibt den Flächeninhalt, bezogen auf eine scheinbare Effektivstromstärke von 20 Ampere (Ablesung 20 Ampere). Die Zahlen in der zweiten Reihe der vierten Spalte ergeben sich aus der Eichung des Amperemeters im Primärkreise bei der Frequenz 428000.

Die Flächen der Diagramme folgen auf den ersten Blick nicht einem einfachen Gesetz. Manche Messungen mit Luftleiter zeigen eine kleinere Fläche als solche ohne Luftleiter. Das beruht darauf, daß die Strahlung die Amplitude der Primärschwingungen herabdrückt. Führt man alle Flächen durch Rechnung auf eine Ablesung von 20 Ampere scheinbare Stromstärke zurück, wie dies in Spalte 6 angegeben ist, so erhält man gut übereinstimmende Zahlen, deren Mittelwerte betragen:

62,9 mm² ohne Luftleiter,
120 mm² mit Luftleiter.

Das Verfahren, die Flächen auf die Quadrate der Stromstärke zu reduzieren, kann keinen Zweifel lassen, da ceteris paribus die Proportionalität zwischen der Primär- und der Sekundärstromstärke aus verschiedenen Betrachtungen hervorgeht. Beispielsweise kann man bemerken, daß der sekundäre Oszillator, der mit dem anderen in Resonanz steht, die Eigenschwingungen bis zu dem Grade verstärkt, daß er in einer Periode ebensoviel Energie verausgabt, wie er in demselben Zeitraume empfängt.

Aber sowohl diese Energieabgabe wie die Zufuhr (durch elektrokinetische induktive Koppelung) erfolgen mit dem Quadrate der zu-

gehörigen Stromstärken; diese sind daher einander proportional. Damit setzen wir voraus, daß (wenigstens mit genügender Annäherung) die Verluste des primären Oszillators, die durch die betreffenden Flächen dargestellt werden, auch ihrerseits wie die Quadrate der Stromstärke und der Spannung wachsen. Das wird nicht weit von der Wahrheit entfernt sein, denn diese Verluste treten ein: infolge des Joule-Effektes in den Drähten und in der Stanniolbelegung des Kondensators, infolge der Strahlung der Primären[1]), und infolge der sogenannten dielektrischen Hysteresis. Wenn nun auch diese letztere eine kleine Abweichung von dem quadratischen Gesetze herbeiführen müßte, so wird diese, wenn man bei der Rechnung von 15 oder mehr Ampere auf 20 übergeht (nur bei zwei Ablesungen ergab sich weniger), zu vernachlässigen sein.

Für die Konstanten der Röhre ergeben sich folgende Werte:

Aus drei Bestimmungen an den großen Elektroden $96{,}9\ \frac{\text{Volt}}{\text{mm}}$,

„ „ „ „ „ kleinen „ $26{,}9\ \frac{\text{Volt}}{\text{mm}}$,

(die kleinen Elektroden die an den Bogen angeschlossen waren).

Somit bedeutete 1 mm^2 Flächeninhalt 2608,7 Volt^2.

Die Primärverluste W_1 für 20 Ampere scheinbare Stromstärke waren also:

$$n\,C \cdot 2609\ \frac{\text{Volt}^2}{\text{mm}^2} \cdot 62{,}9\ \text{mm}^2 = 411\,000 \cdot 0{,}001\,649 \cdot 10^{-6}\ \text{Farad} \cdot$$
$$\cdot\ 62{,}9 \cdot 2609 = 111{,}2\ \text{Watt},$$

und bei derselben Primärstromstärke, aber mit Luftleiter in Betrieb, wurden andererseits

$$411\,000 \cdot 0{,}001\,649 \cdot 10^{-6} \cdot 2609 \cdot 120 = 212{,}2\ \text{Watt}$$

entwickelt.

Die Differenz beträgt:

101 Watt

und stellt die Leistung dar, die in den Augenblicken, wo die Apparate arbeiteten, ausgestrahlt (und teilweise durch den Joule-Effekt des sekundären Oszillators verzehrt) wurde. Das primäre Amperemeter zeigte

1) Auch ohne ausgerüsteten Luftleiter, wenn also nur der Primäroszillator arbeitete, konnte eine in geringer Entfernung aufgestellte Station die Schwingungen wahrnehmen.

18,70 scheinbare Ampere an, während das in der Erdleitung 2,31 scheinbare Ampere (als Mittel aus fünf Ablesungen) anzeigte. Die Leistung von 101 Watt bezieht sich also auf eine scheinbare Stromstärke von 2,47 Ampere im Bauch.

Da die Eichung des benutzten Amperemeters für hohe Frequenz (428000) den Korrektionsfaktor 1,1 ergab[1]) so müssen wir den Erdstrom zu 2,72 Ampere annehmen.

Es würde von Interesse sein, zu wissen, welche Erhöhung diese Zahl durch die Pausen im Betriebe erfahren würde, und ob solche vorhanden waren[2]).

Es ist mir nun selten und mit Schwierigkeiten gelungen, innerhalb des Augendiagrammes den leuchtenden Punkt (in der Nähe des Kreuzungspunktes) in Ruhe zu sehen.

Das deutet darauf hin, daß dann sicherlich Pausen vorhanden waren; es scheint aber auch ein Zeichen dafür zu sein, daß in den meisten Fällen solche Pausen fehlten, oder zu kurz waren, um auf dem Schirm einen Eindruck hervorzubringen.

Daß der Punkt deshalb nicht zu bemerken gewesen wäre, weil er gerade genau auf die Lichtlinie des Zyklus gefallen wäre, erscheint nicht sehr wahrscheinlich. Ich habe vielmehr auf Grund meiner Versuche Anlaß zu behaupten, daß bei den benutzten wenig intensiven Schwingungen erster Art diese Pausen, falls sie vorhanden waren, von

---

1) Diese sonderbare Tatsache, daß ein Amperemeter bei hoher Frequenz weniger anzeigt als den wahren Wert, rührte daher, daß der Shunt (ein Kupferdraht) im Innern des Instrumentes dünn war. Der Hitzdraht war in mehrere Teile unterteilt, die vom Strome parallel durchflossen wurden.

2) Es scheint, daß der oszillierende Strom der Poulsenlampe zuweilen nicht vollkommen kontinuierlich erzeugt wird, sondern mit einigen Unterbrechungen. Um diese Tatsache zu veranschaulichen, läßt Fleming (siehe dieses Jahrb. 1, 89, 1907) eine Neonröhre in der Nähe des Oszillators schnell kreisen; dann unterscheidet man in der leuchtenden Scheibe, welche die Röhre beschreibt, einzelne dunkle Sektoren. Dieser Versuch beweist indessen nicht, daß tatsächlich Pausen vorhanden sind, denn die dunklen Sektoren könnten auch Schwingungen von geringer Energie entsprechen, die unterhalb des zur Zündung der Röhre erforderlichen Schwellenwertes liegen. Daß man diese Pausen (wenigstens in gewissen Fällen) als in erster Linie von Unregelmäßigkeiten im Funktionieren herrührend anzusehen hat, so daß man sie durch passende Behandlung beseitigen kann, das geht aus der Tatsache hervor, daß Kiebitz (Elektrot. Ztschr. 1909, S. 22) bei Wiederholung des erwähnten Flemingschen Versuches (bei nicht hoher Frequenz) eine leuchtende Scheibe erhielt. — Bei Erhöhung der Geschwindigkeit auf 40 Umdrehungen in der Sekunde, spalteten sich die Halbschwingungen, ohne irgendwelche Pausen erkennen zu lassen.

verhältnismäßig kurzer Dauer waren. Da ich das Fehlen von Oberschwingungen im Primärstrome festgestellt habe, so ist in der Tat die Anwendung der Formel für sinusförmige Ströme:

$$I_{eff} = 0{,}707 \cdot 2\,\pi\,n\,C\,V_{max}$$

auf die Breite meiner Diagramme, die genau den doppelten Wert der augenblicklichen Maximalspannung am Kondensator angibt, zulässig. Nehme ich also die Konstante τ der Röhre, wie bereits angegeben, zu 96,9 Volt an, und berücksichtige ich die „Schwänze", die bei der angegebenen Messung den Diagrammen der Fig. 4 hinzuzufügen sind, so erhalte ich die *wahren* Effektivstromstärken durch Multiplikation, wie folgt:

$$\frac{1}{2}\tau \cdot 2\pi\,n\,C \cdot 0{,}707 = 0{,}707 \cdot 3{,}14 \cdot 96{,}9 \cdot 411\,000 \cdot 0{,}001\,649 \cdot 10^{-6} =$$

$$= 0{,}1459\,\frac{\text{Amp.}_{\text{eff}}}{\text{mm}}.$$

Rechnet man diese Produkte aus, so findet man Zahlen, die sehr nahe bei denen in der zweiten Reihe der vierten Spalte der Tabelle liegen, und somit *waren die Pausen, falls solche vorhanden waren, bei diesen schwachen Schwingungen erster Art nicht beträchtlich.*

Zweite Messungsreihe (14. Mai 1909).

Kapazität wie in der vorigen Messungsreihe. — $\lambda = 715$ m, scharf erkennbar. — Keine Oberschwingung. — In der Erdleitung lag ein Elektrodynamometer (dessen bewegliche Spule arretiert war), welches zur direkten Eichung des Amperemeters in der Erdleitung eingeschaltet worden war. Um die Empfindlichkeit des Elektrodynamometers genügend zu erhöhen, hatte ich auch noch einige am Grunde befestigte Windungen Kabel zugefügt. Unter diesen Verhältnissen mußte ich zur Wiederherstellung der Abstimmung die Anzahl der Sekundärwindungen des Teslatransformators auf 7 herabsetzen. — Schwache Koppelung. — Am Erddrahte: $\lambda = 715$ m. — Keine Oberschwingung. — Das Amperemeter in der Erdleitung gab Ausschläge, die bei 20 Ampere scheinbarer Primärstromstärke scheinbar 2,47 entsprachen. — $n = 419\,000$. — Ich nahm die vier Diagramme der Fig. 5 auf, die auch den Schwanzfleck (vielleicht ein verwischtes viertes Auge) aufwiesen, auf das ich gelegentlich der ersten Messungsreihe hingewiesen habe, und das sich jetzt auf eine Länge von etwa 8—10 mm erstreckte.

Für die folgende Tabelle gelten dieselben Bemerkungen wie für die vorige.

Ergebnisse der zweiten Messungsreihe.

1	2	3	4		5	6
Nr.	Versuchsbedingungen	Flächeninhalt in mm²	Amperemeter im Primärkreise		Breite des Diagrammes, aber ohne den Schwanz in mm	Quotient aus dem vierhundertfachen Betrage der Spalte 3 und dem Quadrate der Spalte 4 in mm²
			Ablesung	Mittlere Effektivstromstärke		
I	Mit Luftleiter	44,6	16,5	4,26	22	65,6
II	Ohne Luftleit.	32,6	21	5,43	22	29,6
III	Ohne Luftleit.	28,8	19	4,91	21,5	31,91
IV	Mit Luftleiter	57,1	19,5	5,04	23,5	60,1

Die Flächen wurden stets mehrfach planimetriert und das Mittel aus den einzelnen Messungen genommen. Dabei durchlief ich den

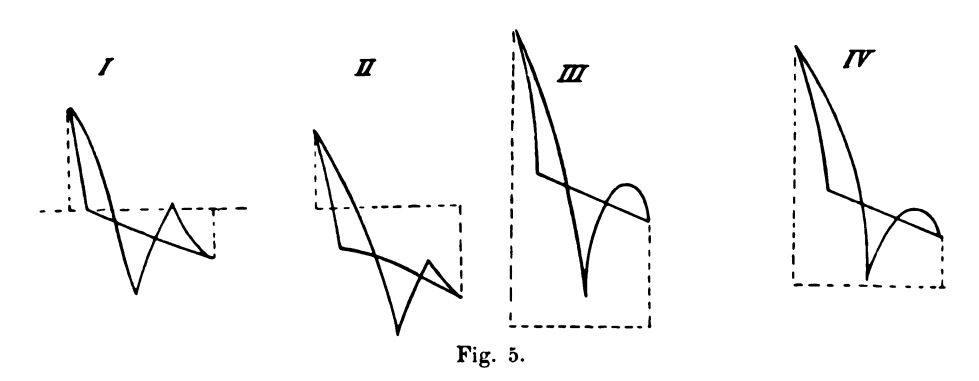


Fig. 5.

Umriß nur in einem Sinne, um direkt die algebraische Summe aus den Flächen der Augen zu erhalten. Für die Konstanten der Röhre ergaben sich (als Mittelwerte aus drei Bestimmungen) die folgenden Werte: An den mit dem Kondensator verbundenen Elektroden erhielt ich bei 1031 Volt Effektivspannung, also bei einem doppelten augenblicklichen Maximalwert von 2908 Volt, 29 mm, und somit 100,3 $\frac{\text{Volt}}{\text{mm}}$. An den kleinen Elektroden erhielt ich bei einer Effektivspannung von

516 Volt, also bei einem doppelten augenblicklichen Maximalwert von 1456 Volt, 31,5 mm, und somit 46,22 $\frac{\text{Volt}}{\text{mm}}$.

Daß die Sinusform dieser Spannungen für unsere Zwecke ausreichend war, wurde grob mit dem Blondelschen Oszillographen und darauf genau dadurch bestimmt, daß ich eine kommutierte Gleichstromspannung von ungefähr 300 Volt und eine Wechselstromspannung (ohne Zwischenschaltung der in Fig. 2 dargestellten kleinen Regulierkondensatoren) wirken ließ. Es ergab sich, daß die beiden so berechneten Konstanten um etwa 3—4 v. H. voneinander verschieden waren; dieser Unterschied kann vernachlässigt werden, da wir auf keine viel größere Genauigkeit bei der Messung von W Anspruch machen können.

Ein mm² bedeutete also: 4638 Volt².

Die Mittelwerte aus der letzten Spalte betragen:

mit Luftleiter: 62,8 mm² ± 4 %,
ohne Luftleiter: 30,75 mm² ± 4 %.

Die Differenz der beiden von 32 mm² bedeutet die der Antenne zugeführte Leistung von

$$419\,000 \cdot 0{,}001\,649 \cdot 10^{-6} \cdot 4638 \, \frac{\text{Volt}^2}{\text{mm}^2} \cdot 32 \text{ mm}^2 = 102{,}5 \text{ Watt.}$$

Es ist bemerkenswert, daß eine von der bei der ersten Messungsreihe gefundenen so ganz verschiedene Fläche zu einem so übereinstimmenden Ergebnisse führt. Das beweist, daß die Verschiedenheit allein von der verschiedenen Einstellung des einen der beiden kleinen Kondensatoren der Braunschen Röhre herrührte.

Aber eben diese so vollkommene Übereinstimmung der Ergebnisse der beiden Messungsreihen muß teilweise eine zufällige sein, trotz der Sorgfalt, die ich auf die Ausführung der Versuche verwandt habe, wenn man bedenkt, wie viele verschiedenartige Messungen auszuführen waren, um die erforderlichen Daten zu erhalten. Die Bestimmung stellt sich nämlich dar als die Differenz zweier anderer, die beide von dem Typus

$$n \cdot C \cdot \tau \cdot \tau'$$

sind.

Es ist nicht sehr wahrscheinlich, daß sich die bei der Messung dieser Faktoren gemachten Fehler sämtlich addieren; es ist aber immerhin möglich. Schätzen wir nach Gutdünken die einzelnen Fehler für sich, so gelangen wir zu dem Schlusse, daß möglicherweise W_c um 15—20 v. H. falsch sein kann.

Was die Erdstromstärke in der zweiten Messungsreihe anlangt, so beträgt sie gleichfalls scheinbar 2,47 und effektiv *2,72* Ampere. Eigentlich machte ich für die beiden Messungsreihen nur eine einzige Bestimmung (als Mittelwert aus 5 Ablesungen). Die Stromstärken, die ich aus der Gesamtbreite der Diagramme (mit Einschluß der Schwänze) durch Multiplikation mit

$$\frac{1}{2}\tau \cdot 2\pi n C \cdot 0{,}707 = 0{,}707 \cdot 3{,}14 \cdot 100{,}3\,\frac{\text{Volt}}{\text{mm}} \cdot 419\,000 \cdot 0{,}001\,649 \cdot$$
$$\cdot 10^{-6} = 0{,}1539\,\frac{\text{Amp.}_{\text{eff}}}{\text{mm}}$$

erhalten habe, stimmen ungefähr mit denen der vierten Spalte überein, sowohl mit als ohne Luftleitergebilde, und bestätigen, daß in unserem Falle die Pausen, falls solche vorhanden waren, nicht groß waren.

Auch die Werte der Erdstromstärken können (wegen der notwendigen Eichung und der unvollkommenen Ruhe des Instrumentes während der Ablesungen) mit einem größten möglichen Fehler von vielleicht 5 % behaftet sein. Das Verhältnis W_c/I_v^2 ist somit bis auf etwa $20 + 2 \cdot 5 = 30$ v. H. unsicher.

V.

Ergebnisse.

Mit $19\frac{3}{4}$ Windungen des beschriebenen Teslatransformators betrug die Summe des Ohmschen Widerstandes und des Strahlungsvermögens des Systems „Antenne-Erde“, das ich untersucht habe,

$$13 \text{ bis } 14 \text{ Ohm} \pm 30\,\%.$$

Für geometrisch ähnliche Antennen bleibt der nicht Ohmsche Teil unverändert.

(Aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingesandt 22. Oktober 1909.)



Untersuchungen über Stosserregung.

Von **H. Rau.**

I. Eine Methode zur Untersuchung gekoppelter Schwingungskreise.

Auf Vorschlag des Herrn Prof. Zenneck habe ich versucht, die Feddersensche Methode der Funkenphotographie mit Hilfe des rotierenden Spiegels für die Untersuchung gekoppelter Systeme auszuarbeiten durch gleichzeitige Aufnahme des Primärfunkens und einer in den Sekundärkreis eingeschalteten ganz kleinen Funkenstrecke. Die Methode hat sich als durchaus brauchbar erwiesen und vermag zur Demonstration und zur Aufklärung mancher Fragen bei den genannten Vorgängen, namentlich auch bei der sog. Stoßerregung gute Dienste zu leisten.[1]) Das naheliegende Bedenken, daß der Funke im Sekundärkreis so große Dämpfung desselben bewirken könnte, daß die Methode praktisch unbrauchbar wird, wird wohl am besten durch die im folgenden reproduzierten Aufnahmen widerlegt. Voraussetzung ist allerdings, daß die Funkenstrecke im Sekundärkreis sehr kurz (bei meinen Versuchen ca. 0,5 mm) und die Stromstärke nicht zu klein ist. Auch in diesem Falle liegt aber zweifellos in der durch den Sekundärfunken veranlaßten, wenn auch nur geringen Dämpfung, eine Beschränkung der Methode für Meßzwecke.

Die Anordnung bei den Aufnahmen war folgende (Fig. 1):

F_1 und F_2 sind im Primär- bzw. Sekundärkreis eingeschaltete Funkenstrecken mit Zinkelektroden (bei F_1 in Form von 2 mm dicken Stäbchen, bei F_2 in Form von Spitzen). Die lichtstarke Kondensorlinse L_1 vereinigte die vom Primärfunken herkommenden Strahlen nach Reflexion am Spiegel A zu einem Bild des Funkens auf dem horizontalen senkrecht zur Zeichenebene stehenden Spalt S[2]). A war so gestellt, daß das von L_1 kommende Strahlenbündel eben noch an seinem seitlichen Rand auftraf. So konnten die von der oberhalb A befindlichen Kondensorlinse L_2 herkommenden Strahlen ungehindert an A vorbei auf den Spalt gelangen und auf diesem ein Bild des Sekundärfunkens F_2 neben dem von F_1 entwerfen. Diese beiden Funkenbilder wurden gegeneinander und nach außen durch Papierstreifen abgegrenzt. Unter-

1) Über die Verwendung des Glimmlichtoszillographen zum gleichen Zweck vgl. H. Diesselhorst, Verh. D. phys. Ges. **10**, 306, 1908.

2) Die Anwendung eines Spaltes zur Erreichung sauberer Funkenbilder wurde von Hemsalech (Compt. rend. **132**, 912, 1901) angegeben.

halb des Spaltes befand sich der (auf der Oberfläche versilberte) rotierende Planspiegel (Tourenzahl ca. 1000 pro Minute) und ihm gegenüber die photographische Kamera, deren Linse (Collinear $f/7{,}7$ bzw. Petzvalobjektiv $f/3$) scharf auf den Spalt eingestellt wurde.

Die erfolgte Belichtung läßt sich ziemlich sicher an der Erhellung des Objektivs erkennen; durch Verschieben der Kassette lassen sich mehrere Aufnahmen auf eine Platte machen.

Im folgenden sind einige mit dieser Anordnung erhaltene Aufnahmen (aufs doppelte vergrößert) wiedergegeben. Sie wurden auf

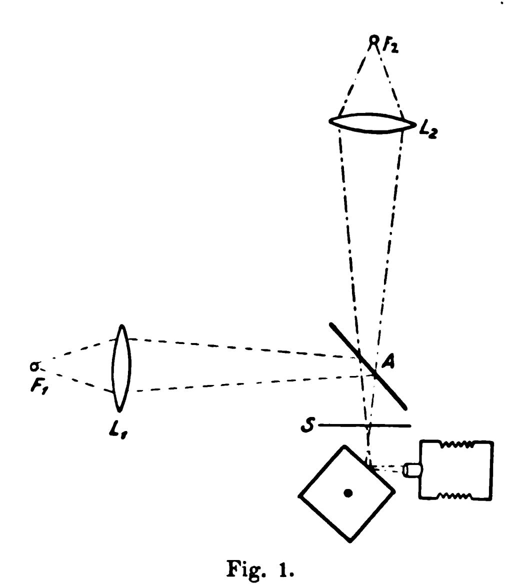


Fig. 1.

den sehr empfindlichen (allerdings nicht lichthoffreien) Σ-Platten von Lumière gemacht.

Fig. 2 zeigt eine Aufnahme bei relativ loser Koppelung[1]). Man sieht deutlich sowohl das Auftreten von Schwebungen in beiden Kreisen infolge der Koppelungsschwingungen als auch das Hin- und Herpendeln der Energie von einem Schwingungssystem zum anderen, insofern als stets dem Maximum der Stromamplitude im einen System ein Minimum der Stromamplitude im anderen entspricht.

---

1) Die Frequenz der Eigenschwingung beider Kreise betrug bei allen Aufnahmen ca. 10^5/sec bei einer Kapazität von ca. $1/16$ MF. im primären, von ca. $1/80$ MF. im sekundären Kreis.

Fig. 3 ist bei engerer Koppelung aufgenommen; demzufolge liegen die Wechselzahlen der interferierenden Schwingungen weiter auseinander, die Periode der Schwebung ist kürzer.

Fig. 4 ist bei Stoßerregung erhalten. Zur Erzielung derselben war in den Primärkreis ein variabler Kupfersulfatwiderstand ein-

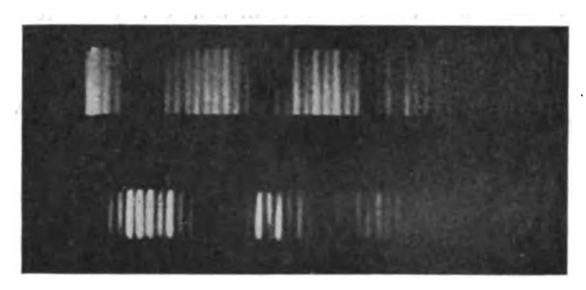


Fig. 2.

geschaltet, um die nötige Dämpfung des Primärkreises herzustellen. Außerdem ließ ich den Primärfunken in einer Wasserstoffatmosphäre übergehen, was nach den Beobachtungen von A. Espinosa de los Monteros[1]) wesentliche Vorteile bietet. Die für die Stoßerregung günstigste

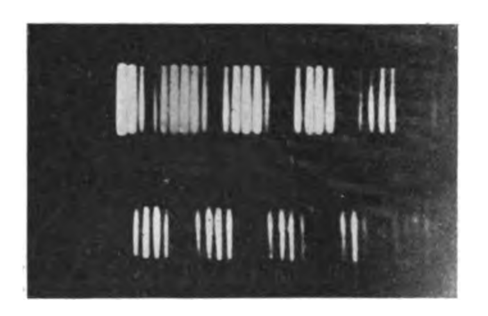


Fig. 3.

Koppelung[2]) ist dann auch ziemlich stärker als bei Lichtfunken gleicher Spannung und — wohl wenigstens zum Teil aus diesem Grunde — die im Sekundärkreis erzielte Energie wesentlich größer.

Die Aufnahmen bestätigen die jetzt wohl allgemein angenommene Auffassung der Stoßerregung: Nachdem am Ende der ersten Halb-

---

1) A. Espinosa, Jahrb. 1, 480, 1908.

2) Br. Glatzel, Verh. D. phys. Ges. 10, 54, 1908; A. Espinosa l. c.

periode der Schwebung der Primärfunke erloschen und die Schwingungsenergie ins Sekundärsystem übergegangen ist, findet eine Neuzündung des Primärfunkens nicht mehr statt und das Primärsystem

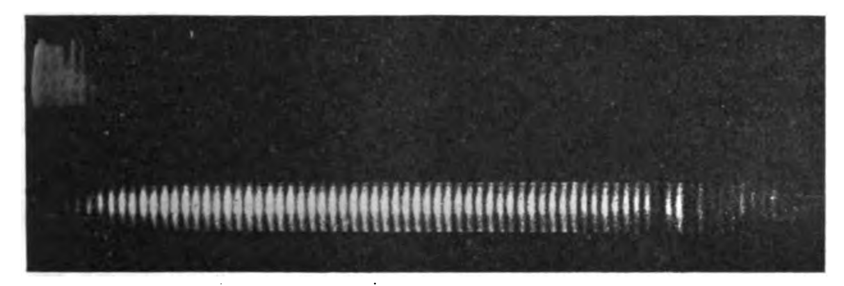


Fig. 4.

bleibt infolge davon offen; es findet keine Rückkehr der Energie ins Primärsystem statt und die Schwingungen klingen im Sekundärsystem mit der diesem eigenen Dämpfung ab.

Schließlich möge noch eine Aufnahme (Fig. 5) hier Platz finden,

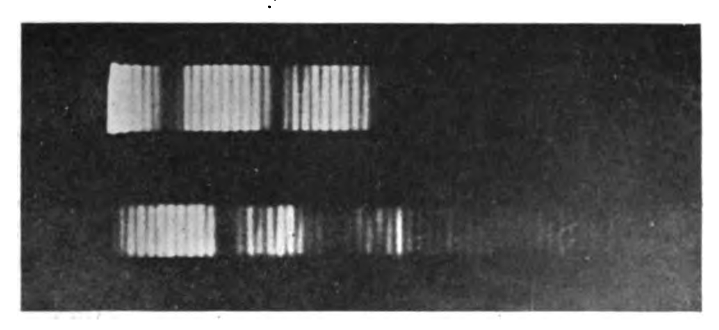


Fig. 5.

die eine Zwischenstufe zwischen den gewöhnlichen Koppelungsschwingungen und der Stoßerregung darstellt: der Primärkreis setzt nicht schon nach der 1. Halbperiode der Schwebung, sondern erst nach 5 Halbperioden aus. Ebenso läßt sich auch der Fall realisieren, daß das Aussetzen nach 3 bzw. 7 Halbperioden der Schwebung erfolgt.

II. Über die Wirkung von Luft- und magnetischem Gebläse bei Stoßerregung.

Es liegt nahe anzunehmen, daß man die Entstehung von Stoßerregung durch solche Mittel begünstigen kann, die eine möglichst rasche Entionisierung der Funkenbahn begünstigen; je rascher und vollständiger die leitenden Teilchen in der Zeit nach der ersten Halbperiode der Schwebung aus der Funkenstrecke verschwinden, desto mehr wird ein Wiederzünden erschwert. Die Verhältnisse liegen also praktisch ähnlich wie bei der Erzeugung ungedämpfter Schwingungen und es ist von Interesse, die dort angewandten Mittel auch hier zu versuchen. Das ist zum Teil auch schon geschehen. A. Espinosa de los Monteros[1]) hat nachgewiesen, daß die Serienschaltung von Funkenstrecken und Wasserstoffatmosphäre auch für Stoßerregung besonders günstig ist. Ich habe im folgenden zwei andere dieser Mittel, das Luftgebläse und das sog. magnetische Gebläse, mit der in der vorangehenden Mitteilung beschriebenen Anordnung auf ihre Wirksamkeit bei Stoßerregung untersucht.

a) Luftgebläse.

Für das Gasgebläse liegen schon Versuche von Br. Glatzel[2]) vor. Er untersuchte die Resonanzkurve des Sekundärsystems und fand, daß in derselben neben den überragenden Maximis der Koppelungsschwingungen ein schwach ausgeprägtes Maximum der Eigenschwingungen des Sekundärkreises auftrat, wenn er gegen die Funkenstrecke einen starken Kohlensäurestrahl richtete. Es muß daraus geschlossen werden, daß infolge des Kohlensäurestrahls zwar gelegentlich Stoßerregung auftritt, doch nicht in einer für praktische Zwecke in Betracht kommenden Häufigkeit.

Ich hoffte, die Wirksamkeit des Gebläses einer empfindlichen Prüfung unterziehen und mehr ins Einzelne verfolgen zu können, wenn ich die in I. beschriebene Anordnung benützte. Besonders die in Fig. 5 dargestellte Zwischenstufe zwischen Koppelungsschwingungen und Stoßerregung müßte dafür geeignet sein: es war anzunehmen, daß sie sofort in reine Stoßerregung umschlagen würde, sobald durch irgend einen Umstand das Zustandekommen von Stoßerregung begünstigt würde.

Ich stellte demnach meine Anordnung so ein, daß ohne Wirkung

1) Jahrb. 1, 480, 1908.
2) Br. Glatzel, Jahrb. 2, 90, 1908.

des Gebläses jene Zwischenstufe realisiert war und sah auf der Mattscheibe nach, ob bei Einwirkung des Gebläses die Schwingungen in reine Stoßerregung umschlugen.

Als Gebläse diente dabei eine von einem zweipferdigen Motor betriebene größere Kapselpumpe, als Primärfunkenstrecke wurden einerseits dünne Zinkstäbchen benutzt, andererseits zwei in einer Ebene liegende Kupferblechstreifen, zwischen deren parallelen Innenkanten der Funke überging. Der Luftstrom wurde dabei in der Richtung dieser Kanten geblasen, so daß der Funke an immer anderen Stellen der Elektroden einsetzte. Um das Funkenbild stets auf dem Spalt zu haben, waren die Streifen natürlich auf die das Bild entwerfende Linse hin gerichtet.

Die Beobachtungen ergaben keine merkliche Begünstigung der Stoßerregung durch das Gebläse. Ob die Beseitigung der leitenden Teilchen nur ungenügend erfolgt oder ob sie bei der Stoßerregung anderen Einflüssen gegenüber in den Hintergrund tritt, bleibt zunächst eine offene Frage. Jedenfalls ist das erstere bei der Streifenfunkenstrecke nicht von der Hand zu weisen, da bei ihr das leitende Gas an den Elektroden entlang weggeblasen wurde.

Dafür bietet das Gebläse aber gerade bei derartigen Elektroden den sehr hoch zu bewertenden Vorteil, daß infolge des stets wechselnden Ortes des Funkens das Elektrodenmaterial ganz gleichmäßig abgenutzt wird. Es wird dadurch das Festsetzen des Funkens an einer Stelle bzw. bei Gleichstromladung der Kondensatoren eine Lichtbogenbildung unmöglich gemacht und so die Regelmäßigkeit der Entladungen bedeutend gesteigert. Ich konnte mich davon auch an einer anderen — für die Praxis bestimmten — Anordnung für Stoßerregung[1]) überzeugen, bei der ein Luftstrom in dem ringförmigen Zwischenraum zwischen den Elektroden rotiert und so den Funken im Kreise herumtreibt. Schaltet man das Gebläse ab, so bildet sich sofort oder nach ganz kurzer Zeit an einer Stelle ein Lichtbogen und die Schwingungen setzen aus.

Sehr beträchtlich war bei allen Funkenstrecken die Erhöhung der Anfangsspannung (vgl. Glatzel, l. c. S. 91). So wurde z. B. die zuletzt erwähnte bei demselben Elektrodenabstand ohne Gebläse bei 800 Volt durchschlagen, mit Gebläse erst bei 1100 Volt. Man kann demnach unter Beibehaltung der für die Stoßerregung sehr brauchbaren kleinen Funkenlänge die in Schwingungen umgesetzte Energie durch Anwendung eines Gebläses bedeutend steigern.

1) Verfahren der Bad. Anilin- und Sodafabrik (von Koch).



b) Magnetgebläse.

Bei dem Poulsenschen Verfahren zur Erzeugung ungedämpfter Schwingungen ist es bekanntlich wesentlich, daß sich der Lichtbogen in einem starken transversalen Magnetfeld befindet. Die Wirkung desselben beruht darauf, daß der brennende Lichtbogen nach außen getrieben und damit schon während der Dauer desselben alles ionisierte Gas aus der engsten Stelle zwischen den Elektroden, wo sich nachher der nächstfolgende Bogen bildet, entfernt wird. Bei Stoßerregung liegen die Verhältnisse insofern anders, als hier dem zu verhindernden Funkenübergang nach der ersten Halbperiode der Schwebung eben infolge der Schwebung eine längere Zeit der Stromlosigkeit bzw. sehr geringer Stromamplitude vorausgeht. Während dieser ganzen Zeit ist das Magnetfeld ganz oder nahezu ohne Wirkung; seine Anwendung erscheint von vornherein unrationell. Der Versuch hat diese Ansicht bestätigt. Die Anordnung war dieselbe wie vorher, nur befand sich die Zinkfunkenstrecke zwischen den Polen eines großen Elektromagneten, der bei dem in Betracht kommenden Polabstand Felder bis zu zirka 20000 C. G. S. Einheiten lieferte. Es wurde wieder der Primärwiderstand so gewählt, daß ohne Magnetfeld jene Zwischenstufe zwischen Stoßerregung und Koppelungsschwingungen vorhanden war. Der Versuch ergab, daß auch nach Erregung des Feldes noch Schwebungen vorkamen, daß höchstens bei den stärksten verfügbaren Feldern die Stoßerregung etwas begünstigt erschien.

Dabei bewirkte das Magnetfeld keine bemerkbare Erhöhung der Zündspannung: war der Primärstrom des Induktoriums so reguliert, daß die Funken ohne Magnetfeld eben noch übergingen, so taten sie das auch nach Erregung des Feldes, wenn auch weniger regelmäßig. Das steht im Einklang mit den Versuchen von H. Meurer[1]), nach denen auch mit empfindlicheren Methoden keine Spannungserhöhung nachweisbar ist. Es erscheint demnach auch in dieser Hinsicht die Verwendung des Magnetgebläses bei Stoßerregung nutzlos.

III. Die Wirkung von Drosselspulen im Speisestromkreis bei Stoßerregung.

Wird zur Ladung der Kondensatoren bei Stoßerregung eine Gleichstrommaschine verwendet, wie das bei einer Reihe von Verfahren der Fall ist (El. Thomson, R. A. Fessenden, v. Lepel, W. Peukert,

1) H. Meurer, Ann. d. Phys. 28, 199, 1909.

Bad. Anil. und Sodafabrik), so ist ebenso wie bei den Anordnungen für ungedämpfte Schwingungen[1]) die Einschaltung von Drosselspulen in die Speiseleitung von Nutzen. Die im folgenden mitgeteilten Ver-

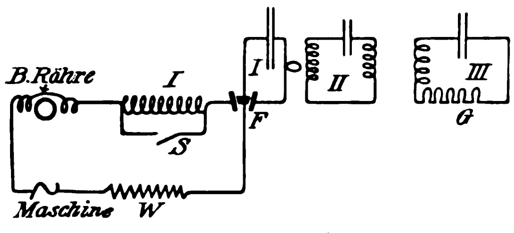


Fig. 6.

suche hatten den Zweck zu ermitteln, in welcher Weise sich die Verhältnisse in der Speiseleitung ändern, wenn man in dieselben die bequemen technischen Bogenlampendrosselspulen mit Eisenkern verwendet.

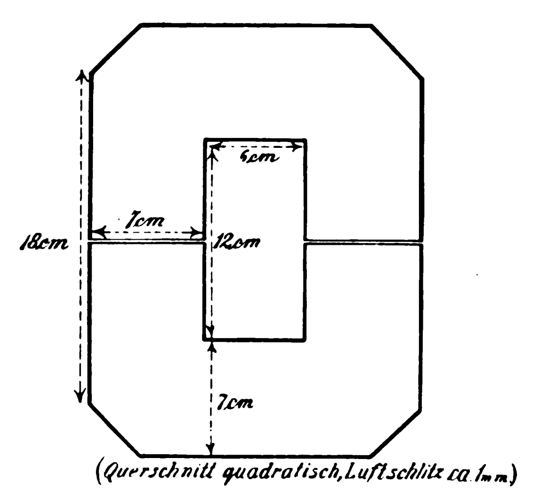


Fig. 7.

Zu den Beobachtungen diente die Funkenstrecke der Badischen Anilin- und Sodafabrik. Die Anordnung ist in Fig. 6 skizziert.

F ist die Funkenstrecke, W ein Vorschaltwiderstand (Osramlampen),

1) Vgl. darüber z. B.: H. Barkhausen, Das Problem der Schwingungserzeugung, Göttingen 1907 S. 79 ff., wo die Wirkung der Drosselspulen diskutiert ist.

L die Drosselspule, eine technische Bogenlampendrosselspule; die Dimensionen ihres Eisenkernes sind aus der untenstehenden Maßskizze Fig. 7 zu ersehen. Ihre Windungszahl betrug ca. 450, ihr Selbstinduktionskoeffizient bei 1,8 Amp. Wechselstrom (= Max. Amplitude) von 55 Perioden pro Sekunde ungefähr 1,6 Henry; sie konnte durch den Schalter *S* kurz geschlossen werden. Die Kapazität des Primärkreises *I* betrug 1 MF. *II* ist der Zwischenkreis, dessen Schwingungen durch *I* angestoßen wurden. Die Beobachtungen wurden gemacht, während dem Kreis *III*, auf den Kreis *II* induzierte und der eine Reihe von Glühlampen *G* enthielt, Energie entzogen wurde. Die verfügbare Gleichstromspannung betrug ca. 1200 Volt[1]).

a) Einfluß auf die Stromkurve.

Zur Beobachtung diente die Braunsche Röhre mit zwei in die Speiseleitung eingeschalteten Ablenkungsspulen. Fig. 8 zeigt das auf dem Fluoreszenzschirm derselben erhaltene Bild ohne (*a*) und mit Drosselspule (*b*).

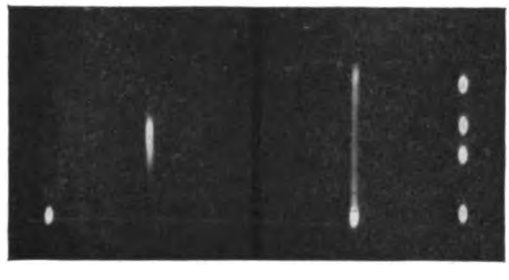


Fig. 8.

Man sieht, daß, während der Strom ohne Drosselspule auf Null zurückgeht, das mit der Drosselspule nicht mehr der Fall ist. Zugleich ist die Maximalamplitude der Stromschwankungen wesentlich geringer geworden. In Fig. 9 a) u. b) sind die Kurven gezeichnet, die der Fluoreszenzfleck bei Betrachtung im rotierenden Spiegel lieferte.

b) Einfluß auf die Spannung.

Als ich die Spannung an der Funkenstrecke mit einem elektrostatischen Hochspannungsvoltmeter maß, zeigte es sich, daß die Span-

1) 2 K.W.-Gleichstrommaschine von normal 440 Volt, tatsächlich auf ca. 800 Volt erregt und mit der Zentrale von 440 Volt in Serie geschaltet.

nung erheblich, bei einem Versuch z. B. von 1020 auf 880 Volt zurückging, als die Drosselspule eingeschaltet wurde.

Trotz dieser Erniedrigung von $\int v^2 dt$ durch die Drosselspule wird der Maximalwert der Spannung bedeutend erhöht. Das zeigte sich daran, daß man den Elektroden der Funkenstrecke bei eingeschalteter Drosselspule unter sonst gleichen Umständen einen sehr viel größeren Abstand geben konnte als ohne Drosselspule. Es ergab sich auch aus dem Bild auf dem Schirm einer Braunschen Röhre, deren Ablenkungsplatten parallel zur Funkenstrecke gelegt waren: obgleich das Bild wegen des außerordentlich raschen Verlaufs des Spannungsanstiegs und -abfalls nicht lichtstark genug war, um eine genaue Bestimmung der Spannungsamplitude zu ermöglichen, mußte

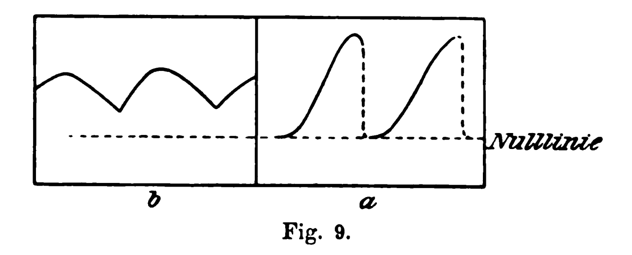


Fig. 9.

sie doch nach dem Aussehen des Bildes mindestens einige Hundert Volt betragen.

Das Auftreten sehr hoher Überspannungen infolge der Drosselspule zeigte sich auch in höchst unerfreulicher Weise darin, daß der Anker der benutzten Gleichstrommaschine zweimal trotz aller Vorsichtsmaßregeln durchschlagen wurde [1]).

c) Regelmäßigkeit der Entladungen.

Wohl im Zusammenhang mit der beschriebenen Spannungserhöhung durch die Drosselspule und dem dadurch ermöglichten größeren Elektrodenabstand steht ein weiterer Vorteil der Drosselspule: die durch sie erzielte Steigerung der Regelmäßigkeit von Lade- und Entladevorgang. Legt man die Geißlerröhre eines sog. Schwingungsanaly-

1) So sehr diese Erfahrung zur Vorsicht im Gebrauch der Drosselspulen in den Speiseleitungen mahnt, so ist auf der anderen Seite zu bedenken, daß die Maschine bezüglich der Spannung auch ohne diese Überspannungen bei weitem überlastet war.



sators[1]) — eine in rasche Rotation zu versetzende Scheibe, auf der in der Richtung eines Radius eine kleine Heliumröhre befestigt ist — an den Schwingungskreis an, so sieht man, wenn die Drosselspule eingeschaltet ist, die Scheibe vollkommen gleichmäßig übersät mit leuchtenden Streifen; schließt man die Drosselspule kurz, so folgen sich einzelne Gruppen von Entladungen mit unregelmäßigen Zwischenräumen. Der Abstand der einzelnen Streifen war bei meinen Versuchen derselbe wie früher, die Ladezeit der Kondensatoren war also in beiden Fällen nicht in bemerkbarer Weise verschieden. Dagegen bewirkte das Fehlen der funkenlosen Pausen bei Verwendung der Drosselspule eine bedeutende Steigerung der Entladungszahl, ein Umstand der wiederum einen großen Vorteil der Drosselspule bedeutet.

d) Verringerung des Vorschaltwiderstandes.

Die durch die Drosselspule hervorgerufene Erhöhung der Spannung und die dadurch ermöglichte Vergrößerung des Elektrodenabstandes, außerdem der rasche Anstieg der Spannung zu ihrem Maximalwert und der unmittelbar darauf folgende rasche Abfall von demselben haben einen weiteren Vorteil im Gefolge. Bei Einschaltung einer Drosselspule ist die Neigung zur Lichtbogenbildung an der Funkenstrecke bei derselben Maschinenspannung viel kleiner als ohne Drosselspule. Man kann infolge davon die der Funkenstrecke vorgeschalteteten Widerstände und damit auch den Energieverbrauch in denselben viel niedriger halten, als es ohne Drosselspule möglich wäre.

Braunschweig, Physikal. Institut der Techn. Hochschule.

1) Solche werden z. B. von der Firma C. Lorenz in sehr geschickter Anordnung geliefert.

(Eingesandt 27. März 1910.)



Referate.

Fessendens drahtlose Telegraphie und Telephonie.

Von **Otto Jentsch.**

„Drahtlose Telephonie“ ist die Überschrift einer Abhandlung über die geschichtliche Entwickelung der Technik der schnellen Schwingungen für die Nachrichtenübertragung bis zur Lösung des Problems der drahtlosen Telephonie, die Professor R. A. Fessenden, der frühere Leiter des Wetterbureaus der Vereinigten Staaten, der 25. Jahresversammlung des American Institute of Electrical Engineers im Juni 1908 vorgelegt hat. Daß in der Abhandlung die Arbeiten Fessendens selbst einen breiten Raum einnehmen, ist nicht zu verwundern und findet seine Berechtigung darin, daß Fessenden tatsächlich von Beginn der drahtlosen Telegraphie an mit großer Energie an der Weiterentwickelung des neuen Verkehrsmittels gearbeitet und hierbei auch manchen Erfolg zu verzeichnen hat. So wird man Fessenden billigerweise die Priorität bezüglich der praktischen Erfindung der Lösung des Problems der drahtlosen Telephonie mittels ungedämpfter elektrischer Wellen zusprechen müssen. In der nachfolgenden Arbeit will ich nicht nur einen übersichtlichen Auszug aus der Fessendenschen Abhandlung geben, sondern auch versuchen, die Urteile und Anschauungen der deutschen Technik in dieser Hinsicht zur Darstellung zu bringen.

Fessenden teilt die Geschichte der drahtlosen Telegraphie und Telephonie in drei Zeitabschnitte ein. In die Zeit von 1838 bis 1897 fällt die Erfindung und die Ausbildung der Systeme, die stark gedämpfte Schwingungen und den Fritter oder Kohärer als Empfangsapparat für solche Schwingungen benutzen. 1898 beginnt man mit weniger gedämpften Schwingungen zu arbeiten und Wellenanzeiger zu benutzen, die Fessenden als nicht mikrophonische bezeichnet, bei denen also von der Beeinflussung unvollkommener Kontakte durch die elektrischen Wellen abgesehen wird. Als Wellenanzeiger kommen in dieser Zeit Apparate zur Verwendung, die weniger auf Spannungen als auf Stromstärken ansprechen. In der Zeit von 1898—1902 erfolgt eine gleichmäßige Entwickelung beider Methoden und im letzten Zeitabschnitt, von 1902 ab, wird die alte Kohäreranordnung fast vollständig durch die Anordnungen verdrängt, die wenig gedämpfte oder

nahezu ungedämpfte Schwingungen in Verbindung mit Wellenanzeigern benutzen, die hauptsächlich auf Stromwirkungen ansprechen. In diesen Zeitabschnitt fällt auch die Erfindung der drahtlosen Telephonie mittels elektromagnetischer Wellen und ihre Einführung in die Praxis. Ein neuer Zeitabschnitt wird jetzt eingeleitet durch den Wienschen Sender und die auf ihm beruhenden Anordnungen für Stoßerregung.

I. Erster Zeitabschnitt 1838—1897.

Jos. Henry, dessen Arbeiten für die Entwickelung der Drahttelegraphie so bedeutungsvoll geworden sind, hat wohl zuerst (1838 bis 1842) hochfrequente elektrische Schwingungen erzeugt und experimentell nachgewiesen, daß die Entladung eines Kondensators unter gewissen Bedingungen eine oszillatorische ist. Henry sagt, daß die Entladung eines Kondensators zunächst in einer Hauptentladung in einer Richtung besteht, der dann als Rückwirkung mehrere Entladungen in abwechselnder Richtung folgen, die nach und nach schwächer werden, bis das elektrische Gleichgewicht wieder erreicht ist. Diese Ansicht ist später von Helmholtz bestätigt und von Lord Kelvin mathematisch begründet worden. 1870 fand v. Bezold, daß Kondensatorentladungen in Leitern Schwingungen hervorrufen und diese Interferenzerscheinungen zeigen. Auch Prof. Fitzgerald wies bereits 1883 auf einer Versammlung der British Association darauf hin, daß elektromagnetische Wellen durch die Entladung eines Kondensators erzeugt werden könnten; die von ihm gegebene Anregung hatte aber keinen Erfolg, hauptsächlich wohl deshalb, weil es an einem Mittel zum Nachweise der elektromagnetischen Schwingungen noch fehlte. Dieses Mittel gab Prof. Heinrich Rudolph Hertz in seinem bekannten Resonator; ihm gelang es, durch seine epochemachenden Versuche in den Jahren 1886—1889 die von Maxwell nur auf mathematischer Grundlage aufgebaute elektromagnetische Lichttheorie experimentell zu bestätigen. Einen wertvollen Beitrag zur Ergründung der Vorgänge bei den oszillatorischen Entladungen lieferten auch Prof. Lodge in einer 1888 vor der Society of Arts in London gehaltenen Vorlesung über den Schutz der Gebäude vor Blitzgefahr. Die Hertzschen Versuche hatten in der wissenschaftlichen Welt allgemeines Interesse erregt und zu weiteren Forschungen Anlaß gegeben. In einer 1889 gehaltenen Vorlesung zu Lynn (Mass.) über Wechselströme und elektrische Wellen konnte Prof. Elihu Thomson bereits darauf hinweisen, daß die Eigenschaft der Hertzschen Wellen, Nebel und

körperliche Hindernisse zu durchdringen, sie besonders für Zwecke der elektrischen Nachrichtenübermittelung geeignet erscheinen lasse. Noch weitschauender war William Crookes, der in einer im ersten Februarheft der „Fortnightly Review“ 1892 erschienenen Abhandlung, die später eingetroffene Erfindung und Vervollkommnung der drahtlosen Telegraphie mittels elektromagnetischer Wellen voraussagte und die Aufgaben bezeichnete, die zur Erreichung des Zieles zu lösen seien. Es waren dies, erstens die einfachere und sichere Erzeugung elektrischer Wellen beliebiger Länge, zweitens die Herstellung von empfindlichen Wellenanzeigern, die auf Wellen bestimmter Länge ansprechen und auf Wellen anderer Länge nicht in Tätigkeit treten, drittens die Erfindung von Mitteln, sei es von Linsen oder Reflektoren, durch welche die elektrischen Wellen in bestimmter Richtung zur Ausstrahlung gebracht werden können. Crookes verlangt schon eine solche Abstimmung von Sender und Empfänger, daß bei Wellen von 50 m Länge der Empfänger nur auf Wellen von 45—50 m Länge, nicht aber auf Wellen anderer Länge ansprechen dürfe. Daß bei der drahtlosen Telegraphie ein Telegraphengeheimnis nur für chiffrierte Telegramme möglich sein kann, erkennt Crookes ebenfalls. Es sind jedenfalls die Versuche von Hughes gewesen, die Crookes zu einer solchen weitausschauenden Prophezeiung begeistert haben. Prof. Hughes hatte schon 1879 gefunden, daß ein durch eine Drahtspule fließender intermittierender Strom bei jeder Unterbrechung einen so intensiven Extrastrom erzeugte, daß davon die ganze Atmosphäre im Versuchsraum und in den angrenzenden Räumen eine augenblickliche unsichtbare elektrische Ladung erhielt, deren Vorhandensein er durch ein Mikrophon mit Kontakten aus Kohle oder aus Kohle und polierten Stahlflächen feststellen konnte. Hughes schrieb diese Wirkungen unbekannten elektrischen Luftwellen zu, die beim Auftreffen auf die Mikrophonkontakte unter Bildung unsichtbarer Funken thermoelektrische Ströme hervorrufen, die stark genug sind, um das in den Stromkreis eingeschaltete Telephon zu betätigen. Es gelang Hughes, so auf eine Entfernung von etwa 500 m eine funkentelegraphische Verständigung zu erzielen, bei welcher Sender und Empfänger in verschiedenen Räumen aufgestellt waren. Andererseits konnte Hughes den wissenschaftlichen Beweis für das Vorhandensein der von ihm angenommenen elektrischen Luftwellen nicht erbringen; er nahm deshalb auch davon Abstand, der anfangs 1880 an ihn ergangenen Aufforderung der Royal Society in London zu entsprechen, seine Versuche in einer Abhandlung zu veröffentlichen. Man kann jetzt wohl

sagen, daß infolge dieser bescheidenen Zurückhaltung des Prof. Hughes in der Entwickelung der drahtlosen Telegraphie nahezu ein Stillstand von einem Jahrzehnt eingetreten ist. Erst infolge der Arbeiten von Hertz erinnerte man sich wieder der in Vergessenheit geratenen Erfolge von Hughes.

Die Verwendung vertikaler, in die Höhe geführter und geerdeter Luftleiter schreibt Fessenden dem Prof. A. E. Dolbear zu, der in den Jahren 1882—1886 mit Hilfe statischer Induktion eine drahtlose Telegraphie zu ermöglichen suchte. Dolbear hat bei seinen Versuchen eine drahtlose Verständigung bis auf etwa 1 km Entfernung erreicht. Es ist wohl zutreffend, daß man hier wie auch bei den Edisonschen Versuchen zur Herstellung einer drahtlosen Telegraphie zwischen Küstenstationen und Schiffen in See bereits die Anwendung von Luftleitern in Verbindung mit Kapazitätsflächen oder Kondensatoren findet; ihre tatsächliche Bedeutung für die drahtlose Nachrichtenübermittelung wurde aber damals durchaus nicht erkannt. Dieses Verdienst gebührt dem Prof. Popoff in Kronstadt, der im Jahre 1895 einen in vertikaler Stellung befestigten langen, in die Luft reichenden Draht, dessen unteres Ende geerdet war, benutzte, um die luftelektrischen Erregungen dem aus einer Branly-Röhre bestehenden Wellenanzeiger zuzuführen. Unter Verwendung eines solchen Auffangedrahtes gelang es Popoff, elektrische Entladungen bis auf Entfernungen von 5 km zu registrieren. Auf Grund dieses Ergebnisses sprach er sich zuversichtlich dahin aus, daß es ihm gelingen werde, durch Verwendung stärkerer Wellenmengen und empfindlicherer Wellenanzeiger eine regelmäßige drahtlose telegraphische Verbindung auf größere Entfernungen herzustellen. Popoff würde sein Ziel damals bereits erreicht haben, wenn er seinen Wellenerreger mit der gleichen Luftleitung versehen hätte, die er bei der Empfangsstation benutzte. Dies zu tun, war Marconi vorbehalten, der bei seinen ersten Versuchen als Wellensender zunächst ebenfalls einen freistehenden Oszillator ohne Antenne verwendet hatte, dann aber, um eine stärkere Ausstrahlung der elektrischen Wellen von den Oszillatorkugeln herbeizuführen, sie mit großen Metallflächen verband. Schließlich führten ihn die Versuche zur Anwendung der Popoffschen Empfängerantenne bei der Senderstation.

Nach den Ausführungen von Fessenden ist auch die Branly-Röhre keine Originalerfindung, weil Munk schon 1835 festgestellt habe, daß der Widerstand von Röhren, die mit leitendem Pulver gefüllt sind, durch die Entladung einer Leydener Flasche verändert wird, und daß der ursprüngliche Widerstand wiederkehrt, wenn man

an die Röhre klopft. Hiernach hätte Branly 1890 nur gezeigt, daß eine solche Röhre auch auf Funkenentladungen anspricht, die entfernt von der Röhre stattfinden. 1892 wies Prof. George Forbes von der British Association zu Edinburgh darauf hin, daß eine solche Röhre mit Metallpulver auch auf Hertzsche Wellen anspreche und 1893 zeigte Prof. Minchen durch Versuche die Beeinflussung der Metallpulver durch elektromagnetische Wellen, die in einiger Entfernung von ihnen erzeugt wurden. Lodge, der gleichzeitig mit Branly die Wirkung der Funkenwellen auf Metallpulver studierte, nahm an, auf diese Weise telegraphische Zeichen ohne Drahtverbindung auf etwa 800 m übermitteln zu können.

Mir scheint, daß Fessenden die Arbeiten Branlys nicht genügend gewürdigt hat. Das Verhalten von Metallpulver elektrischen Strömen gegenüber ist wohl bekannt gewesen; denn außer den von Fessenden genannten Gelehrten hat z. B. auch J. A. Varley bereits 1866 festgestellt, daß feines Metallpulver elektrischen Strömen von geringer Spannung großen Widerstand bietet, während es unter dem Einfluß von Strömen höherer Spannung gut leitend wird. Weiterhin hat der italienische Prof. Calzecchi Onesti, die Änderung des Widerstandes von Metallfeilicht oder Metallpulver durch die Einwirkung von Induktionsströmen in den Jahren 1884 und 1885 zum Gegenstande ausgedehnter Untersuchengen gemacht. Eine praktische Verwendung des Metallpulvers zum Nachweise der elektrischen Wellen wurde indes erst infolge der Arbeiten Branlys möglich. Es ist lebhaft zu bedauern, daß man nicht in Würdigung der Verdienste Branlys den später als Kohärer und Fritter bezeichneten Feilspänewellenanzeiger Branly-Röhre genannt hat.

Bei der nunmehr folgenden Schilderung der Arbeiten Popoffs zu Kronstadt im Jahre 1895 wird hervorgehoben, daß Popoff den Kohärer in eine etwa 10 m vertikal in die Höhe geführte und am unteren Ende geerdete Luftleitung eingeschaltet hat. Wir erfahren dabei, daß Kapitain Jackson von der englischen Marine und A. C. Brown zu gleicher Zeit sich mit derselben Aufgabe beschäftigt haben. Über die epochemachenden Arbeiten Marconis geht Fessenden kurz hinweg. Er erwähnt, daß Marconi in einem Patent vom 2. VI. 1896 zwei Anordnungen veröffentlicht habe, deren eine der von Lodge 1894 benutzten Anordnung ähnlich sei, bei welcher sowohl für den Sender als auch für den Empfänger ungeerdete Luftleiter zur Verwendung kommen. Die andere Anordnung bezeichnet Fessenden sogar als identisch mit der Lodges zur Versendung telegraphischer

Zeichen durch die Erde oder das Wasser (ebenfalls aus dem Jahre 1894) und der Popoffschen Empfängerschaltung von 1895, bei welcher der Luftleiter geerdet wurde. Fessenden führt dann noch an, daß Marconi in England im Jahre 1896 mit Unterstützung der englischen Postverwaltung unter Benutzung ungeerdeter Luftleitungen und parabolischen Reflektoren Versuche angestellt und dabei eine drahtlose Verbindung auf etwa 3 km Entfernung erreicht habe. Am 2. III. 1897 habe dann Marconi die Beschreibung eines vollständigen Systems der drahtlosen Telegraphie veröffentlicht, bei dem auch die Erdung der Senderluftteilung vorgesehen ist. Zwei Monate später hat Lodge sein System bekannt gegeben, das als Luftleiter große Metallkegel zunächst ohne Erde benutzt, später aber regelbare Selbstinduktionsspulen zur Verminderung der Dämpfung anwendet und die Luftleiter erdet. Fessenden stellt sodann fest, daß Amerika während dieser Zeit wenig zur Entwickelung der drahtlosen Telegraphie beigetragen hat; er selbst hat einige Versuche 1896 gemacht und im Winter 1896 und Frühling 1897 mit seinen Schülern verschiedene Empfängertypen hergestellt. Es muß befremden, daß Fessenden die Verdienste Marconis so wenig würdigt. Ich halte das für unrecht. Die Anwendung der Popoffschen Empfängerantenne bei der Senderstation bleibt das unanfechtbare Verdienst Marconis; dadurch wurde erst das Problem der drahtlosen Telegraphie praktisch gelöst. Marconi ist auch der erste gewesen, der die Bedeutung der Erdung der Luftleitung richtig erkannt hat. Die Versuche des Prof. Dolbear sind wohl weder für Marconi noch für Popoff vorbildlich gewesen. Die gesamte wissenschaftliche Welt ist jedenfalls darin einig, daß die denkwürdigen Versuche Marconis im Mai 1897 zwischen Lavernock Point und Flatholm sowie Brean Down im Bristolkanal die Geburtsstunde der drahtlosen Telegraphie der Praxis war. Ein klassischer Zeuge hierfür ist Prof. Slaby, der an den Versuchen Marconis zwischen Lavernock Point und Flatholm teilgenommen hat und hierüber in seinem Werke „Die Funkentelegraphie“ schreibt:

„Es wird mir eine unvergeßliche Erinnerung bleiben, wie wir, des starken Windes wegen in einer großen Holzkiste zu Fünfen übereinander gekauert, Augen und Ohren mit gespanntester Aufmerksamkeit auf den Empfangsapparat gerichtet, plötzlich nach Aufhissung des verabredeten Flaggenzeichens, das erste Ticken, die ersten deutlichen Wahrzeichen vernahmen, lautlos und unsichtbar herübergetragen von jener felsigen, nur in undeutlichen Umrissen wahrnehmbaren

Küste, herübergetragen durch jenes unbekannte geheimnisvolle Mittel, den Äther, der die einzige Brücke bildet zu den Planeten des Weltalls."

II. Das Jahr 1898.

Fessenden bezeichnet das Jahr 1898 als einen Wendepunkt in der Entwickelung der drahtlosen Telegraphie; man kehrte wieder zu den früheren Methoden zurück, die im Gegenteil zu den Kohärersystemen, die mit starkgedämpften Wellen arbeiten, nunmehr schwachgedämpfte Wellen und Wellenanzeiger benutzen, die nicht wie die Kohärer auf jeden einigermaßen starken Wellenimpuls sondern auf eine Summe schwacher Wellenimpulse ansprechen. Fessenden bezeichnet sie allgemein als nichtmikrophonische Wellenanzeiger. Die wesentlichen Unterschiede der vor und seit 1898 gebräuchlichen Methoden sind die auf Seite 70 angegebenen.

Im allgemeinen wird man dieser Einteilung zustimmen können. Die Angaben unter 3. werden jedoch dahin zu ergänzen sein, daß die Erzeugung von Hochfrequenzschwingungen durch den elektrischen Lichtbogen oder besondere Wechselstrommaschinen erst in den letzten Jahren praktische Erfolge gezeitigt hat; die Funkenstrecke dagegen in Verbindung mit dem Braunschen Schwingungskreise nach wie vor zur Erzeugung schwachgedämpfter Wellen dient, und das neue System „tönende Funken" der Telefunkengesellschaft voraussichtlich bessere Erfolge als die Lichtbogensender und sonstigen Wellensender zeitigen wird. Man kann mit Fessenden auch darin übereinstimmen, daß er die Erfindung des Kohärers als Hauptgrund dafür hinstellt, daß die Entwickelung der drahtlosen Telegraphie verhältnismäßig langsam vor sich gegangen ist, aber man wird nicht soweit gehen wollen, es als besser zu bezeichnen, wenn der Kohärer niemals erfunden wäre. Der Kohärer war bis heute für den Schreibempfänger noch nicht zu entbehren. Ob die Resonanzrelaisanordnung des Systems der „tönenden Funken" oder die photographischen Lichtpunktschreiber ihn überhaupt entbehrlich machen werden, muß die Zeit lehren. Die vorliegenden praktischen Ergebnisse lassen ein endgültiges Urteil noch nicht zu. Es ist ferner wohl richtig, daß mit dem Jahre 1898 eine zielbewußtere Entwickelung eingesetzt hat, und erkannt wurde, daß die Zukunft der drahtlosen Telegraphie auf der Anwendung schwachgedämpfter Schwingungen beruhen würde. Fessenden nimmt an, daß der Anstoß zu dieser Entwickelung von Amerika ausgegangen sei; nach deutscher Anschauung bildet den Ausgangspunkt ganz allein der

Systeme für starkgedämpfte Wellen.	Systeme für schwachgedämpfte Wellen.
1. Der Sender liefert starkgedämpfte Schwingungen.	1. Der Sender liefert dauernde, schwachgedämpfte Wellen.
2. Die Energie kommt durch Ladung und Entladung der Antenne zur Ausstrahlung.	2. Die zur Ausstrahlung kommende Energie wird in einem Lokalstromkreis erzeugt und auf die Antenne übertragen.
3. Zur Erzeugung der Oszillationen dient eine Funkenstrecke.	3. Zur Erzeugung der Schwingungen dient im allgemeinen ein Lichtbogen oder einer Hochfrequenzdynamo.
4. Als Wellenanzeiger werden unvollkommene oder mikrophonische Kontakte benutzt, die auf Spannungen ansprechen, unabhängig von dem aufgenommenen Energiebetrage.	4. Es kommen nichtmikrophonische Wellenanzeiger zur Verwendung, die auf Integralwirkungen der aufgenommenen elektrischen Energie ansprechen.
5. Der Empfangskreis ist ein offener; er ist nur auf die Wellenfrequenz abgestimmt.	5. Der Empfangskreis ist ein geschlossener und auf die Wellenfrequenz oder auf eine Gruppe von Wellenzügen abgestimmt.
6. Die Wellenzüge sind unterbrochen, und die Zeichengebung erfolgt ebenfalls durch Unterbrechung der Wellenzüge.	6. Die Wellenzüge sind zumeist ununterbrochen, und die Zeichengebung erfolgt durch Veränderung des Wellencharakters.
7. Eine hohe Spannung wird gebraucht.	7. Eine niedrige Spannung wird benutzt.
8. Die Wellen sind verhältnismäßig kurz.	8. Die Wellen sind verhältnismäßig lang.
9. Die Zeichen bestehen aus Punkten und Strichen, deren Bedeutung allgemein festgelegt ist.	9. Die Zeichen können allein aus Gruppen von Punkten bestehen, deren Bedeutung nur der Sender- und Empfängerstation bekannt ist.
10. Die Luftleiter werden so angeordnet, daß vornehmlich die elektrostatische Komponente der Wellen zur Wirkung kommt.	10. Die Luftleiter werden so angeordnet, daß hauptsächlich die elektromagnetische Komponente der Welle zur Wirkung kommt.

Braunsche Schwingungskreis zur Erzeugung nachhaltiger schwachgedämpfter Schwingungen. Diese epochemachende Erfindung, auf der die gesamte weitere Entwickelung der drahtlosen Telegraphie beruht, würdigt Fessenden in keiner Weise; er äußert sich sogar dahin, daß man mit einer Braunschen Senderanordnung nennenswerte Energie nicht in den Raum ausstrahlen könne. Fessenden stützt sich hierbei auf die bekannte Unklarheit im Braunschen Patent, wo von langen Wellen gesprochen wird, während Braun unter solchen Wellen, wie seither immer betont worden ist, Wellen verstanden hat, die der Größenordnung der Eigenschwingung der Antenne entsprechen. Dieser Geringschätzung der Braunschen Erfindung seitens Fessenden möchte ich die Worte Prof. Simon bei der Diskussion über den wissenschaftlichen Wert der Braunschen Erfindung auf der 74. Versammlung deutscher Naturforscher zu Karlsruhe 1902 entgegenhalten:

„Daß die theoretischen Grundlagen für die Braunsche Erfindung weitgehend vorhanden waren, ehe jemand an drahtlose Telegraphie dachte, bestreitet niemand. Sie aber mit vollem wissenschaftlichen Bewußtsein auf das praktische Problem angewendet zu haben, das Verdienst wird Braun niemand streitig machen können. Er hat der unsicher tastenden Experimentiermethode das zielbewußte Vorgehen echter Wissenschaftlichkeit entgegengestellt. Der so gewonnene prinzipiell neue Fortschritt ist sein Geber, die elektrische Analogie zu der auf einem Resonanzkasten befestigten Stimmgabel. Man kann das anerkennen, ohne deshalb die unvergänglichen Verdienste Marconis in der ganzen Frage und ohne die wertvolle Pionierarbeit Slabys herabzusetzen."

III. Der Zeitabschnitt 1898—1902.

In diese Zeit fällt die Entwickelung und Vervollkommnung der Wellenanzeiger, die auf Stromwirkungen ansprechen. Erwähnung findet zunächst das Radiomikrometer von Boy; bei demselben schwebt wie bei einem Drahtspulengalvanometer ein beweglicher Rahmen, dessen unterer Teil ein Thermoelement enthält, im magnetischen Felde zwischen den Polen eines permanenten Hufeisenmagneten. Unter der einen Lötstelle des Thermoelements wird ein Hitzdraht vorbeigeführt, durch den die vorkommenden Wellen geschickt werden. Die Lötstelle wird durch den Hitzdraht erwärmt; die entstehende elektromotorische Kraft ruft einen Strom im Rahmen und damit eine Drehung desselben hervor, die mit Spiegel und Skala abgelesen werden kann. In den

Vordergrund stellt dann Fessenden die Erfindung seines Hitzdrahtbarretters und seines Flüssigkeitsbarretters. Fessenden beharrt zwar dabei, auch die Wirkung des Flüssigkeitsbarretters der mit der Wärmeentwickelung verbundenen Verminderung des Widerstandes des Elektrolyten zuzuschreiben; er gesteht indes zu, daß auch die durch die Wärmewirkung verursachte Depolarisation wirksam sein könne. Die Elektrolyse dürfte hier wohl die ausschlaggebende Rolle spielen, denn die Stromzunahme beim Durchgange von Wellen durch den Flüssigkeitsbarretter ist ja wesentlich größer, als sie durch Widerstandsabnahme entstehen könnte, selbst wenn man die Flüssigkeit zum Sieden erhitzen würde. Nach den Untersuchungen von Ferrié, Rothmund und Lessing wird man vielmehr annehmen müssen, daß die elektrischen Wellen in dem Wellenanzeiger Ströme verschiedener Richtung hervorrufen, von denen die eine Hälfte eine der vorhandenen Polarisation der Elektroden entgegengesetzte Wirkung hervorzubringen strebt, also die Elektroden depolarisiert und damit das Einsetzen eines die Polarisation erneuernden Stromes ermöglicht, der zur Zeichengebung benutzt wird. Die andere Hälfte der Schwingungen, die entgegengesetzte Richtung hat, kann wohl die vorhandene Polarisation erhöhen, aber keine Wirkungen nach außen hervorbringen. Diese Erklärung führt zu der Auffassung, daß es sich bei dem Fessendenschen Flüssigkeitsbarretter weniger um eine Abänderung seines Hitzdrahtbarretters als vielmehr um einen elektrolytischen Wellenanzeiger von der Form der Schlömilch-Zelle handelt. Es mag dahingestellt bleiben, ob Fessenden oder Schlömilch die Priorität der Erfindung des elektrolytischen Wellenanzeigers zuzuschreiben ist; es hätte aber erwartet werden müssen, daß hier die Schlömilch-Zelle, die Fessenden genau bekannt ist, wenigstens erwähnt worden wäre.

Von den Anordnungen zur Erzeugung anhaltender Schwingungen führt Fessenden zuerst die Anwendung eines Primärerregerkreises von Elihu Thomson und Tesla an. Er besteht aus einer Funkenstrecke, einem Kondensator und der primären Wickelung eines Transformators besonderer Bauart, der an Stelle des Eisenkerns einen Luftraum enthält; im sekundären Stromkreise konnten bei geeigneter Abstimmung hohe Spannungen erzeugt werden. 1892 erzielte Thomson mit einem solchen Transformator Entladungsfunken von über 1,5 m Länge. Tesla benutzte später diese Anordnung zu Versuchen im Sinne der Vorschläge von Mahlon Loomis zur Ermöglichung einer drahtlosen Telegraphie durch Veränderung der elektrischen Potentiale der Luftschichten. Die Versuche hatten keinen nennenswerten Erfolg.

Nach Fessenden bedurfte es indes nur einiger Abänderungen, um die Thomson-Anordnung für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie verwendbar zu machen; sie wurde 1898 von verschiedener Seite in die Praxis eingeführt. Die Braunsche Erfindung übergeht Fessenden vollständig. Deutscherseits muß hier ausdrücklich betont werden, daß sämtliche 1898 neu eingeführten Erregerkreise nichts anderes sind als Ausführungsformen des Braunschen Schwingungskreises und daß sie sämtlich unter das Braunsche Patent fallen.

Die Erfindung der Lichtbogenanordnung zur Erzeugung von anhaltenden Hochfrequenzschwingungen schreibt Fessenden dem Professor Elihu Thomson zu, der bereits 1889 die erste Hochfrequenzwechselstrommaschine gebaut und 1892 mit der durch Fig. 1 (Originalabbildung des Thomson-Patents vom 18. VII, 1892) dargestellten Anordnung Frequenzen von 50000 in der Sekunde erzielt hat. Wir finden hier bereits eine Vorrichtung zum Auslöschen des elektrischen Lichtbogens in Gestalt eines Elektromagneten, wie ihn später Tesla und Poulsen benutzten. Mit der Thomson-Anordnung hat Fessenden seit 1900 Versuche für Zwecke der drahtlosen Telegraphie und Telephonie angestellt; wenn diese auch keinen größeren praktischen Erfolg gehabt haben, so veranlaßten sie ihn doch zu dem Vorschlage, den Lichtbogen in Druckluft übergehen zu lassen. Nach den neuerdings von Austin angestellten Versuchen beträgt von 5 Atmosphären Überdruck an die Energieabgabe an den Resonanzkreis etwa das Zehnfache dessen, was bei gewöhnlichem Druck dem Lichtbogenstromkreise entzogen werden kann. Austin erzielte Schwingungen mit einer Wechselzahl von 3 Millionen und darüber. Weiterhin fanden in den Jahren 1898—1900 vielfache Versuche mit Luftleitergebilden von großer Kapazität statt, und es wurde dabei festgestellt, daß an Stelle von Metallscheiben oder engmaschigen Drahtnetzen auch einzelne weiter voneinander ausgespannte Drähte benutzt werden konnten. Aus den vorbeschriebenen Versuchsergebnissen zieht Fessenden den Schluß, daß es möglich sein müsse, eine Wechselstromdynamo von genügend hoher Frequenz und Energieabgabe für Zwecke der drahtlosen Tele-

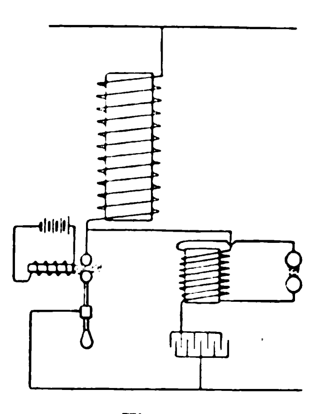


Fig. 1.

graphie herzustellen. Eine Versuchsmaschine wurde auf seine Anregung bereits 1902 mit einer Leistung von 1 K.W. und 10000 Wechseln gebaut. Mitte 1906 wurde eine Maschine mit 50000 Wechseln auf der Brant-Rock-Station aufgestellt, die Ende desselben Jahres bei $^1/_2$ K.W. 75000 Wechsel gab.

Bei den Erörterungen über die Entwickelung der Kohärersysteme bezeichnet Fessenden den Stahl-Quecksilberkohärer von Lodge als augenscheinlich die beste Ausführung eines Kohärers. Dieser besteht aus einer Quecksilbersäule, über der sich, von ihr durch eine Mineralölschicht getrennt, eine Stahlscheibe dauernd um ihre Achse dreht. Die eine Elektrode des Kohärers wird durch eine in die Quecksilbersäule tauchende Platinspirale, die andere durch die Achse der Stahlscheibe gebildet. Bei elektrischer Bestrahlung des Kohärers, der durch ein sogenanntes Potentiometer dauernd unter einer Spannung von 0,03—0,05 Volt zu halten ist, wird die Ölschicht für einen Augenblick durchbrochen und eine leitende Verbindung zwischen Spule und Quecksilber hergestellt; sie genügt um den parallel zum Kohärer geschalteten empfindlichen Empfangsapparat (Syphonrekorder) zu betätigen. Die Dekohäsion erfolgt mechanisch durch Drehung der Metallscheibe.

IV. Der Zeitabschnitt 1902—1908.

Die neuere Entwickelung der drahtlosen Telegraphie verläßt nunmehr vollständig die Anordnungen, die mit starkgedämpften Wellen und mit Kohärern arbeiten. Man verwendet nur noch schwachgedämpfte und nahezu ungedämpfte Schwingungen meist in Verbindung mit Wellenanzeigern, die auf Stromwirkungen ansprechen. Fessenden führt hier eine Reihe von Erfindungen an, die indes nur zum Teil, wie z. B. der Marconische Magnetdetektor (Bd. I des Jahrbuches S. 437) größere praktische Bedeutung erlangt haben. Von eigenen Erfindungen erwähnt Fessenden den Friktionsempfänger, bei welchem die elektrischen Wellen einen Wechsel in der Reibung zwischen zwei sich bewegenden Scheiben hervorrufen und den Heterodyn-Empfänger, der eine Art Resonanztelephon darstellt, das bei der drahtlosen Telephonie das gewöhnliche Telephon ersetzen soll. Der Magnet des Telephons ist durch ein Bündel sehr feiner Eisendrähte ersetzt, das mit einer Magnetisierungsspule bewickelt ist. Durch die Spule wird der Strom einer Hochfrequenzdynamo geschickt und hierdurch ein starkes magnetisches Feld in dem Eisendrahtbündel hervorgerufen. Die aus Glimmer bestehende Telephonmembrane trägt eine

feine Drahtspule, durch welche die von der Empfängerantenne aufgenommenen Schwingungen geschickt werden; diese rufen eine maximale Bewegung der Membran hervor, sobald ihre Periode, also auch die Periode des Wellensenders gleich der Periode der Hochfrequenzdynamo des Empfängers ist. Als sonst noch beachtenswerte Wellenanzeiger werden genannt: die thermoelektrischen Wellenanzeiger von Austin (Bd. I, S. 587), Pickard (Bd. II, S. 433) und Dunwoody (Bd. I, S. 588), der Glühlampendetektor von Fleming (Bd. I, S. 99 u. 442), der Audion-Wellenanzeiger von De Forest (Bd. I, S. 596) und der Cooper-Hewittsche Quecksilberwellenanzeiger.

Dem Poulsenschen Lichtbogensender, auf den man in Europa und namentlich auch in Deutschland große Hoffnungen gesetzt hat, widmet Fessenden nur wenige Worte. Er bezeichnet die Poulsensche Erfindung lediglich als eine interessante Modifikation des Lichtbogensenders von Elihu Thomson, bei welcher der Lichtbogen in Wasserstoff statt in Luft oder in einem komprimierten Gase brennt; doch sei diese Anordnung weniger wirksam und liefere unregelmäßigere Schwingungen als die früheren Lichtbogenmethoden, insbesondere also auch als der Fessendensche Lichtbogensender. Da jedoch das Poulsen-System in Europa beträchtliches Interesse erregt habe, so wolle er es nicht unerwähnt lassen. Einer solchen niedrigen Bewertung der Poulsenschen Anordnung wird man ebensowenig beitreten können, wie einer Überschätzung derselben, wie sie teilweise auch in Deutschland stattgefunden hat. Das Poulsen-System hat bereits gute Erfolge in der drahtlosen Telegraphie und Telephonie aufzuweisen; ob es in der drahtlosen Telegraphie durch die neuen Sender für Stoßerregung schon wieder überholt ist, muß die Zukunft lehren. Praktische Erfahrungen liegen hier noch nicht in ausreichendem Maße vor. Für die drahtlose Telephonie der Praxis erscheint dagegen dem Poulsenschen Lichtbogensender ein weiteres Anwendungsgebiet offen zu stehen als den Systemen, die wie Fessenden Hochfrequenzmaschinen für die Wellensendung benutzen.

Als Mittel zur Erzeugung anhaltender und nahezu ungedämpfter Schwingungen empfiehlt Fessenden die Verwendung einer Anzahl in Reihe geschalteter Lichtbogen an Stelle des Einzelbogens; die Kondensatordynamomaschine, bei welcher zwei durch ein Mica-Diaphragma getrennte, in entgegengesetzter Richtung rotierende Scheiben dauernd durch eine Spannungsquelle geladen werden; die Heliumbogenmethode, bei welcher der Lichtbogen in Helium oder Argon brennt, sowie eine

Anzahl andere Methoden, die ihm durch amerikanische Patente geschützt sind.

Den Schluß des Abschnittes bilden einige Angaben über die verschiedenen Arten der Zeichengebung und über Doppel- und Mehrfachtelegraphie ohne Draht; auch hier handelt es sich wieder in der Hauptsache um patentierte Erfindungen Fessendens. Es ist nicht zu verkennen, daß die von Fessenden gegebene Darstellung der geschichtlichen Entwickelung der drahtlosen Telegraphie eine recht ausführliche ist; sie ist jedoch nicht objektiv genug. Je mehr sie sich der neueren Zeit nähert, desto mehr werden die eigenen Erfindungen Fessendens in den Vordergrund gestellt. Das wäre nicht nötig gewesen, zumal die unstreitbar großen Verdienste Fessendens um die Entwickelung der drahtlosen Nachrichtenübermittelung in der technischen Welt hinlänglich bekannt sind und gebührend gewürdigt werden.

Der zweite Teil der Abhandlung beschäftigt sich mit der drahtlosen Telephonie.

I. Theorie der drahtlosen Telephonie.

Für die drahtlose Telephonie bestehen folgende drei Erfordernisse:

1. Mittel zur Erzeugung und Ausstrahlung elektrischer Wellen, die hinreichend kontinuierlich sind, um die Obertöne der menschlichen Sprache zu übertragen.
2. Mittel zur Änderung der Wellenströme entsprechend den Änderungen der Tonwellen.
3. Ein dauernd empfindlicher Wellenempfänger, der mit genügender Schnelligkeit auf die Energieänderungen anspricht und geeignet ist, die Sprachtöne wiederzugeben.

Bereits vor Einführung der anhaltenden Schwingungen in die Praxis hatte man mit den Arbeiten zur Erzielung einer drahtlosen Telephonie begonnen. Auf Grund von Versuchen mit einem phonographischen Zylinder, in welchem der Längsrichtung nach Rinnen eingeschnitten waren, glaubte man, daß für eine telephonische Übertragung 10000 Funkenentladungen in der Sekunde erforderlich seien. Fessenden hat dann festgestellt, daß bereits bei 5000 Funkenunterbrechungen in der Sekunde noch eine Sprachübertragung stattfinden kann, daß man aber nicht auf 2000 Unterbrechungen heruntergehen kann, wie nach den Untersuchungen von Kennelly und Hayes mög-

lich sein sollte. Zur Erzielung einer wirklich guten Sprachübertragung muß die Ausstrahlung der Wellen nahezu kontinuierlich vor sich gehen; für die Praxis ist nach Fessenden eine Wechselzahl von etwa 25000 erforderlich; ist die Frequenz niedriger als 20000, so entsteht ein störendes, pfeifendes Nebengeräusch im Telephon. Der Wellenanzeiger muß bei der drahtlosen Telephonie dauernd aufnahmefähig sein und mit genügender Schnelligkeit dem Energiewechsel folgen. Selbst wenn er nur ein Tausendstel einer Sekunde braucht, um nach erfolgter Bestrahlung wieder aufnahmefähig zu sein, ist er für Zwecke der drahtlosen Telephonie nicht brauchbar, weil er die hohen Töne nicht unverändert wiedergeben kann. Fessenden hat durch Versuche ermittelt, daß ein Empfänger, der nach 1 Zehndausendstel Sekunde wieder aufnahmefähig wird, genügend empfindlich ist.

(Schluß folgt.)

(Eingesandt 1. Oktober 1909.)

Franz Kiebitz, Ann. Phys. **32**, 941, 1910. Versuche über drahtlose Telegraphie mit verschiedenen Antennenformen. Wir geben im Auszug dieser Arbeit folgendes wieder:

Eine Frage der drahtlosen Telegraphie, die weder theoretisch noch experimentell bisher einigermaßen gelöst ist, ist die Frage nach den Wirkungsgraden von Antennen, d. h. nach demjenigen Bruchteil der in der Sendeantenne verbrauchten Energie, der wirklich in Strahlung umgesetzt wird und nicht in Wärme. Man ist darum darauf angewiesen, aus den Reichweiten, die man mit verschiedenen Antennenformen erzielen kann, auf den Wirkungsgrad der Antennen Rückschlüsse zu ziehen. In dieser Absicht sind die Versuche ausgeführt worden, die in der vorliegenden Abhandlung beschrieben werden. Sie ergeben gleichzeitig einige experimentelle Beiträge zur Kenntnis der Wirkung der Erde in der drahtlosen Telegraphie sowie über gerichtete drahtlose Telegraphie mit Hilfe von Interferenzerscheinungen.

Versuche mit großen Stationen besitzen den Nachteil, daß es kaum möglich ist, in kurzer Zeit die Versuchsbedingungen zu ändern, ohne daß sich inzwischen Witterungsverhältnisse, die von Einfluß sein könnten, auch geändert haben. Auch fordert das Arbeiten über große Entfernungen einen außerordentlichen Aufwand, und es ist schwer, reproduzierbare Ergebnisse zu erhalten.

Andererseits sind die Beobachtungen, die mit Laboratoriums-

modellen angestellt werden, wegen der Beeinflussung kleiner Wellen durch Gebäudeteile nicht immer beweisend für die Verhältnisse der drahtlosen Telegraphie.

Infolgedessen wurden Feldstationen verwendet, die als Stromquelle 4—6 Beutelelemente besaßen, alle wesentlichen Bestandteile von großen Stationen enthielten und dabei klein genug waren, um leicht transportiert werden zu können und um eine sichere Isolation für alle auftretenden Spannungen zu gestatten. Sie besaßen eine Reichweite von mehreren Kilometern, so daß es möglich war, gleichmäßiges und für Radfahrer schnell erreichbares Gelände für die Versuche zu verwenden und mit Wellenlängen zu arbeiten (ungefähr 100 und 200 m), die klein gegenüber den benutzten Entfernungen waren.

Alle verwendeten Antennen wurden an 10 m hohen Masten (Telegraphenstangen oder Bambusstäben) errichtet. Ebenso dienten für die Empfangsstationen durchgehend 10 m hohe Maste.

Es wurde bei allen beschriebenen Versuchen mit gekoppelten Systemen gearbeitet. Um die Ergebnisse, die in verschiedenem Gelände zu verschiedenen Zeiten mit verschiedenen Antennenformen angestellt wurden, vergleichbar zu machen, wurden durchgehend im Sender genau die gleichen Primärkreise verwendet, im Empfänger genau die gleichen Detektorkreise, so daß sich die Stationen nur durch verschiedene Luftleiter unterschieden.

Die Ergebnisse der Beobachtungen waren folgende:

1. Gleiche Antennen ergaben bei 200 m Wellenlänge größere Reichweite als bei 100 m Wellenlänge.

2. Eine Station, die in der Nähe der Erdoberfläche mit einer Antenne und einer Gegenantenne ausgerüstet ist, besitzt eine kleinere Reichweite als wenn statt der isolierten Gegenantenne bei derselben Antenne ein Erdanschluß verwendet wird.

3. Senkrechte Antennen mit Erdleitungen ergeben unabhängig von ihrer Form bei gleicher Höhe dieselbe Reichweite.

4. Zwei senkrechte Antennen, die mit entgegengesetzter Phase schwingen, ergeben ein Maximum der Strahlung in der Richtung, in der sie nebeneinander gesehen werden.

5. Mit wagerechten Antennen konnten unter den beschriebenen Verhältnissen nicht die Reichweiten von senkrechten Antennen erreicht werden.

6. Zwei wagerechte Antennen, die dicht über die Erdoberfläche mit entgegengesetzter Phase schwingen, ergeben im Gegensatz zu einem im freien Äther angeordneten Hertzschen Sender ein Maximum der

Strahlung in der Antennenrichtung, ein Minimum in der dazu senkrechten.

7. Eine wagerechte Antenne mit einem Erdanschluß ergibt keine Richtungsunterschiede, wenn in der Umgebung der Station die Erde metallisch belegt wird.

8. Eine wagerechte Antenne in Verbindung mit einer in abgewandter Richtung verlegten Erdleitung ergibt bei nassem Boden geringe Richtungsunterschiede; bei trockenem Boden ist die Reichweite in Übereinstimmung mit der Wirkung von Marconis geknickten Antennen größer in der Richtung der Erdleitung als in der Richtung der Antenne.

9. Die von Marconi mit geknickten Antennen beobachteten seitlichen Minima konnten mit wagerechten Antennen nicht wahrgenommen werden.

10. Es ist möglich, die Ausbreitung elektrischer Wellen über der Erdoberfläche ohne Luftleiter hervorzurufen durch Erdanschlüsse, denen elektrische Schwingungen zugeführt werden, und umgekehrt elektrische Wellen statt mit Luftleitern mit Erdanschlüssen zu empfangen.

F. K. (E.)

(Eingesandt 5. August 1910.)

Mitteilungen aus der Praxis.

Das neue Telefunken-System.

Wir entnehmen einem Demonstrationsvortrage[1]) unseres Mitarbeiters, Herrn Graf Arco, den derselbe am 20. XI. 1909 im Elektrotechnischen Verein über die weitere Entwickelung des neuen Wien-Telefunken-Systems der Löschfunken (tönende Funken[2]) hielt, folgendes:

Von Interesse war zunächst die Erzeugung eines im ganzen Auditorium wahrnehmbaren Tones bei regelmäßiger Funkenfolge mittels eines Senders für tönende Funken von 8 K. W. Primärenergie.

Fig. 1 zeigt die Schaltung der Apparatur. Die Hochspannungszuleitung des Induktors ZZ ladet die Serien-Löschfunkenstrecke W, welche mit der Flaschenkapazität C_1 und dem Koppelungsvariometer B den schnell erlöschenden Primärkreis bildet. Mit diesem ist eine

1) Vgl. Elektrot. Ztschr. Heft 20, 1910.

2) Vgl. Jahrb. 2, 551, 1909.

durch das Verlängerungsvariometer A und die Flaschenkapazität C_2 gebildete künstliche Antenne gekoppelt, von welcher aus durch gleichzeitige galvanische und induktive Koppelung die Strahlspule T verbunden ist. Letztere kommt in bekannter Weise in Schwingungen, wobei statt Erde die Kapazität der Zuleitungen als Gegengewicht benutzt wird. Sobald am freien Ende der Strahlspule eine Spannungsamplitude von etwa 20 cm Funkenlänge vorhanden ist, gehen von dieser strahlenden Spitze akustische Wirkungen aus, welche den verschiedenen Entladungsformen in der Funkenstrecke entsprechen und im ganzen Auditorium gut hörbar sind. Bei ganz regelmäßiger Funkenfolge wird ein musikalischer, fast reiner Ton, bei unregelmäßiger Funkenfolge Geräusche hörbar. Die Tonhöhe konnte im Bruchteil einer Sekunde um 2 Oktaven verändert werden.

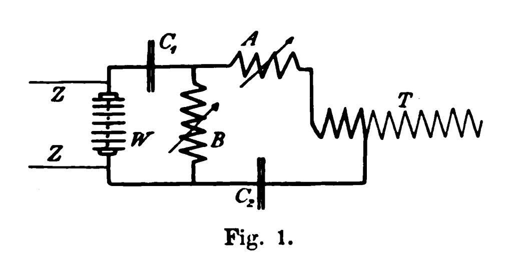


Fig. 1.

Eine weitere Vorrichtung war mit der Apparatur verbunden, die es ermöglichte, gleichzeitig, dies ist das Neue des Versuches, die Funkenfolge noch sichtbar zu machen und so zu zeigen, daß der Ton nur bei regelmäßiger, das Geräusch dagegen bei unregelmäßiger Impuls folge eintritt. Diese Einrichtung besteht aus einer Geißleröhre, die, wie Fig. 2 zeigt, an einer rotierenden Scheibe in radialer Richtung angebracht ist. Die Scheibe rotiert mit 50 Umdr/Sek, und die Röhre erhält die Wechselstromspannung der Hochfrequenz. Sind genau 1000 Funkenentladungen mit gleichmäßigen Abständen (reiner Ton), so zeigt die rotierende Röhre das Aussehen nach Fig. 3a, nämlich einen deutlichen, klaren, 20-zackigen Stern, da auf jede Umdrehung genau 20 Entladungen kommen. Da die photographische Belichtung $^1/_5$ Sekunde

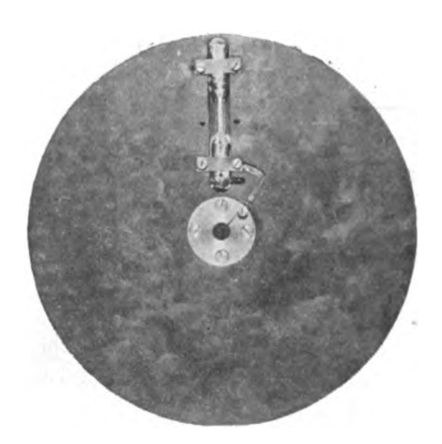


Fig. 2.

beträgt, so sind während dieser Zeit $^1/_5 \times 1000 = 200$ Entladungen vor sich gegangen, das heißt, jeder der 20 Strahlen hat 10 mal aufgeleuchtet. Trotzdem erscheint wegen der großen Regelmäßigkeit jeder Strahl als einfacher scharfer Strich. Das gleiche gilt für alle folgenden Abbildungen mit Ausnahme der Fig. 3d. Die Periodenzahl der Wechselstrommaschine ist für die Aufnahmen 3a bis 3f konstant und gleich 500. Wird die Wechselstrommaschine stärker erregt, so tritt eine zweite Entladung pro Wechsel auf, das heißt man hat zwei Partialentladungen, wie dies Fig. 3b zeigt, bei noch stärkerer Erregung drei Partialentladungen pro Gruppe nach Fig. 3c. Bei Fig. 3b sind demnach 2000, bei Fig. 3c sogar 3000 Entladungen pro Sekunde vor-

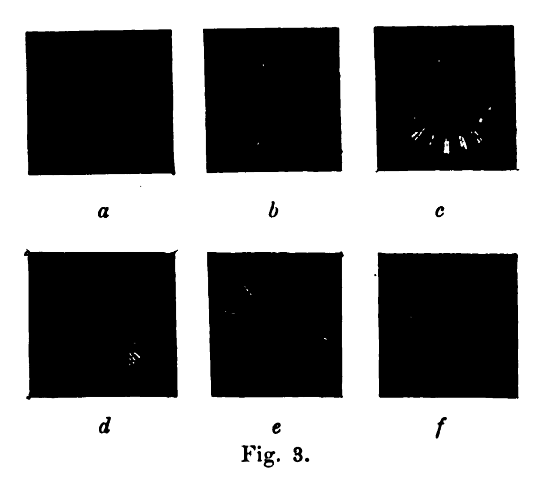


Fig. 3.

handen. In allen diesen Fällen wird ein musikalischer Ton erhalten. Erst wenn die Erregung noch wesentlich verstärkt wird, sind die Entladungen unregelmäßig gruppiert, und statt des Tones ist ein Zischgeräusch vorhanden, ein Entladungsvorgang, wie ihn die Fig. 3d darstellt. Wenn man umgekehrt den Wechselstromgenerator schwächer erregt als bei dem Versuch nach Fig. 3a, erhält man nicht mehr für jeden Wechsel, sondern für jede zwei oder drei oder vier Wechsel je eine Entladung. Fig. 3e zeigt dementsprechend einen 10-spitzigen, Fig. 3f einen 5-spitzigen Stern, was 500 beziehungsweise 250 sekundlichen Funken entspricht, und man hört entsprechend einen reinen Ton, der um zwei beziehungsweise drei Oktaven unter dem Hauptton (Fig. 3a) liegt. Man nähert sich hiermit den Verhältnissen der alten Funkentelegraphie, wo durch Ausnutzung der Induktorresonanz in Ver-

bindung mit einer losen Induktorkoppelung bei 100 sekundlichen Maschinenwechseln nur 25 bis 50 Funken benutzt werden.

Die normale 8 K. W.-Station kann durch kontinuierliche Veränderung der Tourenzahl des Wechselstromgenerators um eine halbe Oktave

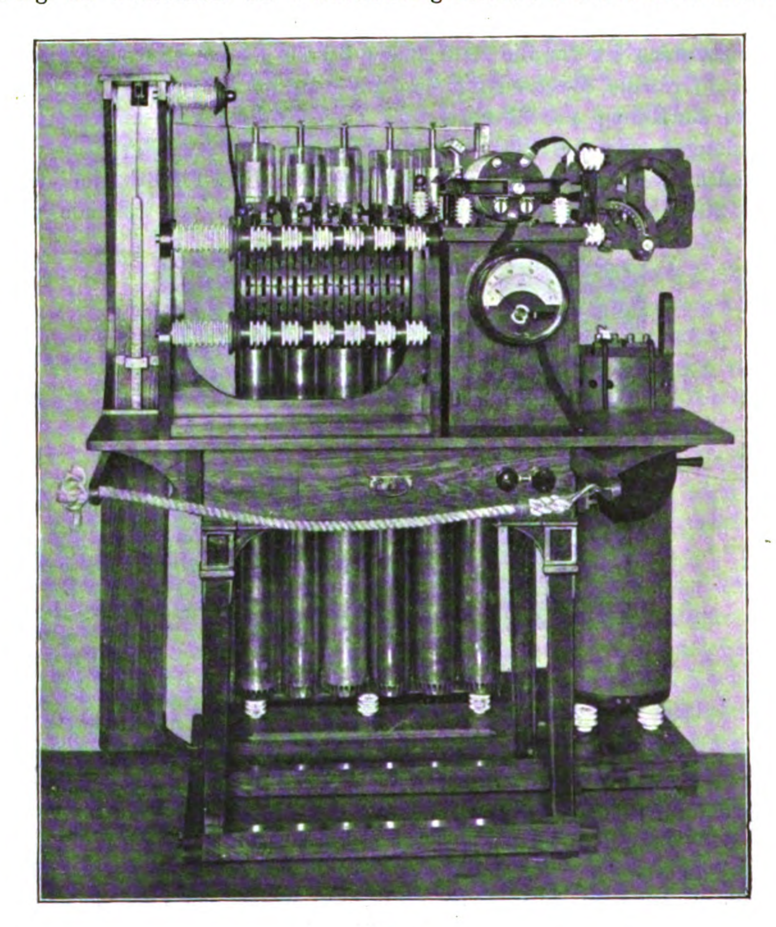


Fig. 4.

ober- und unterhalb der Normaltourenzahl eine beliebige Anzahl Grundtöne geben, und für jeden Grundton kann man einerseits durch Partialentladungen die beiden ersten zwei Obertöne und andererseits durch langsamere Entladungen die tieferen Töne der drei Oktaven erzeugen.

Der konstruktive Aufbau der vorgeführten 8 K. W.-Station, ist

in Fig. 4 dargestellt. Der Induktor der Station, welcher die Maschinenspannung auf ca. 20000 V transformiert und die Erregerkapazität aufladet, steht hinten rechts. In seine sekundären Zuleitungen ist eine variable Hochspannungs-Eisendrossel (im Holzrahmen hinten links) geschaltet zur Korrektion der Resonanzlage, wenn durch Tourenerhöhung oder -verminderung andere Töne erzeugt werden sollen. Die Variation des Tones ist kontinuierlich über eine ganze Oktave möglich, und außerdem können durch Regelung der Generatorspannung

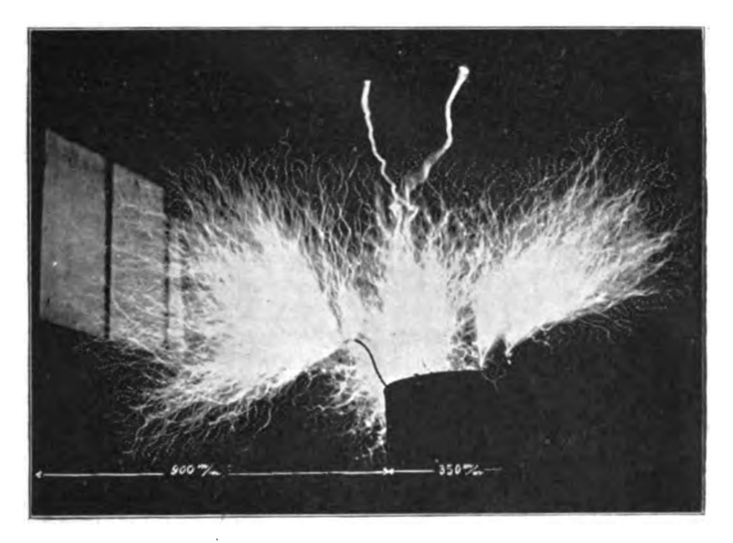


Fig. 5.

für jede Tourenzahl in diesem Intervall die drei nächst tieferen Oktaven eingestellt werden.

Die Erregerkapazität besteht aus normalen hohen Leidener Flaschen, die stehend hinter dem Tisch angeordnet sind, einer 12-teiligen, luftgekühlten Serienfunkenstrecke oben rechts, die durch einen in der Abbildung nicht sichtbaren Ventilator gekühlt wird und dem primären Koppelungsvariometer mit Gradskala rechts. Von dessen Polen ist einerseits durch das vorn sichtbare Hitzdrahtamperemeter die Erdleitung, andererseits durch das Serien-Verlängerungsvariometer die Antenne verbunden. Die Wellenskala dieser Station geht in kontinuierlicher Folge von Wellen von ca. 300 m beginnend, bis etwa 2500 m herauf. Die Einstellung jeder gewünschten Welle erfolgt durch Variometer-

veränderungen, während die Koppelung der Antenne für alle Wellen infolge der Schaltungsweise automatisch konstant bleibt. Die elektrischen Leistungen der 8 K. W.-Station stellen sich im ganzen wie folgt:

Primärmaschinenleistung . . . . 8000 Watt
(Stromstärke in einer T-förmigen Schiffsantenne 38 Ampere
Widerstand dieser bei 600 m Welle 4 Ohm)
Demnach die Antennenenergie 38 × 38 × 4 . . . = 5800 „
Totaler Wirkungsgrad 72,5 %

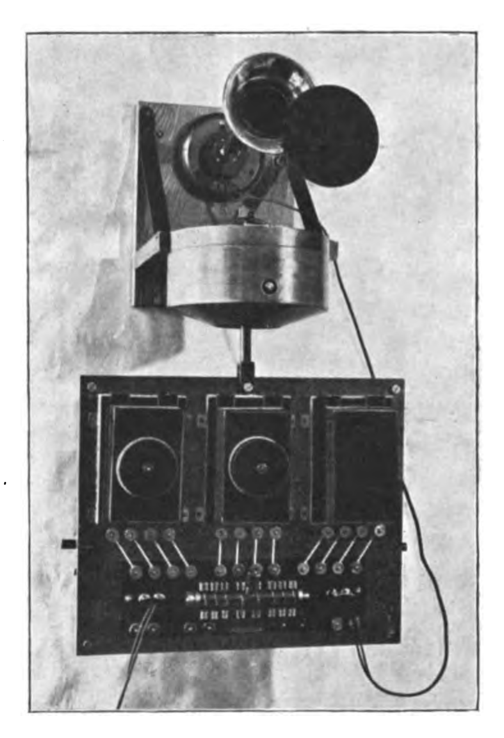


Fig. 6.

Da der hohe Wirkungsgrad des neuen Telefunkensystems, den Graf Arco in seinem Kölner Vortrage mit 60 % angegeben hatte, von verschiedenen Seiten angezweifelt wird, so gab der Vortragende noch den Wirkungsgrad und die Einzelverluste der seinerzeit in Köln vorgeführten 2 K. W.-Type gemäß der folgenden Tabelle an:

1. Niederfrequenzspannung.

a) Dem Motor zugeführte Gleichstromenergie . . .	2950	Watt
Verluste im Motor	450	„
	2500	Watt

b) Dem 50 Perioden-Generator zugeführte Energie .	2500	Watt
Verluste im Generator	650	„
	1850	Watt

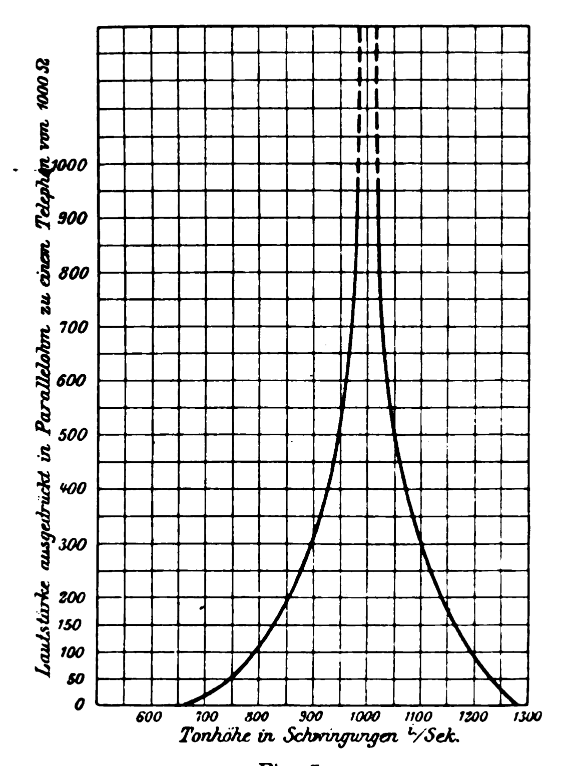


Fig. 7.

2. Niederfrequenz-Hochspannung.

Dem Induktor zugeführte Energie		1850
Verluste im Induktor	180 Watt	
Verluste in der Drossel	60 „	
		1610

3. Hochfrequenzenergie.

a) Dem Erregerkreis zugeführte Energie 1610

Verluste in der Funkenstrecke	155 Watt	
Verluste im Kondensator	63 „	
Verluste in der Selbstinduktion	42 „	
	Restenergie	1350

b) Der Antenne zugeführte Energie 1350

Antennenstrom 13,5 Ampere

Antennenwiderstand (Schirmantenne) bei 1200 m Welle $= 8{,}5$ Ohm

$J^2\,W =$ Schwingungsenergie in der Antenne 1350

4. Wirkungsgrad der Hochfrequenz-Transformation . $\frac{1350}{1610} = 84\,\%$

5. Wirkungsgrad des Niederfrequenz-Transformators . $\frac{1610}{1850} = 87\,\%$

6. Wirkungsgrad des Wechselstromgenerators . . . $\frac{1850}{2500} = 74\,\%$

7. Wirkungsgrad des Motors . . . . $\frac{2500}{2960} = 86\,\%$

8. Wirkungsgrad von Antennenenergie bis Gleichstromenergie . . . . $\frac{1350}{2950} = 46\,\%$

9. Wirkungsgrad von Antennenenergie bis Primär-Wechselstromenergie . . . . $\frac{1350}{1850} = 73\,\%$

Im vorliegenden Falle sind allerdings als „Antennenenergie“ die eigentliche Antennennutzleistung und die Antennenverlustleistung zusammen gemessen, während der Wirkungsgrad, wie er von Prof. Fleming[1]) aufgefaßt wird, sich auf die Antennennutzleistung allein bezieht. Die Scheidung dieser beiden Größen durch eine Messung ist bisher nicht möglich gewesen, da ein exaktes Meßverfahren hierfür nicht bekannt ist. Auf Grund gewisser Vermutungen dürfte der Wirkungsgrad einer guten Schiffsantenne, wenn sie etwa in der 1,3-fachen Grundschwingung erregt wird, an 50 % betragen. Der totale Wirkungsgrad zwischen Strahlung und Maschinenleistung wäre dann etwa 40 %. Einwandfrei und heute verhältnismäßig sehr genau ist dagegen

1) Vgl. Electrician vom 24. XII. 1909.

die Messung der Gesamtantennenenergie, und dieser Angaben wird sich Telefunken in Zukunft zur Bezeichnung der Senderleistungen bedienen. Zu dieser Messung ist nichts weiter erforderlich, als ein Hitzdraht-Strommesser in der Antenne und die Kenntnis des gesamten Antennenwiderstandes bei der angewendeten Frequenz, letztere ist aus der Antennenresonanzkurve oder durch eine Strommessung bei verschiedenen Widerständen leicht zu ermitteln.

Die 8 K. W.-Station wurde mit 5 bis 6 K. W. Primärenergie erregt, und das Sprühen der Strahlspule ganz wesentlich gesteigert. Die dichten Büschelentladungen erreichen Längen von annähernd 1 m, wo-

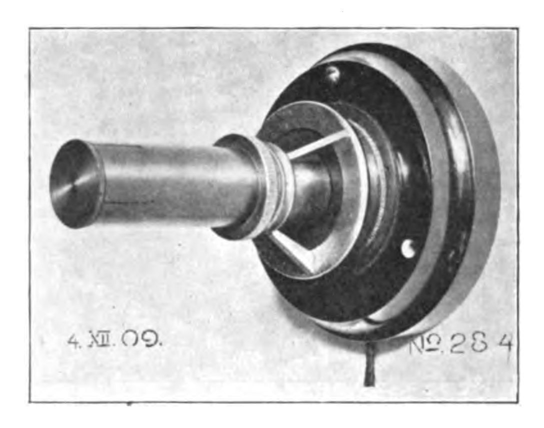


Fig. 8.

bei, wie Fig. 5 zeigt, eine recht eindrucksvolle Wirkung hervorgebracht wird.

Vor einigen Monaten hat Telefunken zwei Dampfer der Woermann-Linie, welche zwischen Hamburg und Kamerun verkehren, mit Stationen dieser Type ausgerüstet. Die Antennen waren wegen der geringen Masthöhe über Deck von nur 28 m und dem kleinen Mastabstand von nur 67 m recht ungünstig. Trotzdem gelang es, mehrmals zwischen den sich kreuzenden Dampfern auf eine Entfernung von 3700 km zwischen den Kanarischen Inseln und Kap Palmas bei Nacht eine gute wechselseitige Telegrammverbindung zu erzielen. Erschwert war die Verbindung durch das dazwischenliegende afrikanische Hochland, das etwa zwei Drittel der Verbindungslinie ausfüllt. Am 24. Januar standen die beiden Dampfer sogar abends 10 Uhr auf 3700 km in guter gegenseitiger Verbindung.

Graf Arco zeigte dann die Ausnutzung des Tones an der Empfangsstation, und zwar durch Anwendung des neuen Resonanz-Tonverstärkers der Gesellschaft. Fig. 6 zeigt diesen Apparat in seiner Konstruktion für Schiffszwecke. An einem prismatischen Körper, welcher einerseits kardanisch, andererseits elastisch und gut gedämpft aufgehängt ist, sind drei in Serie geschaltete einzelne Resonanzrelais mit Mikrophonkontakten aufgehängt (der eine nach rückwärts und daher unsichtbar). Die Systeme werden beim Senden der eigenen Stationen zum Schutze gegen die Induktionswirkungen des nahen Senders ausgeschaltet, und zwar erfolgt dies automatisch vom Empfangsapparat aus mittels eines

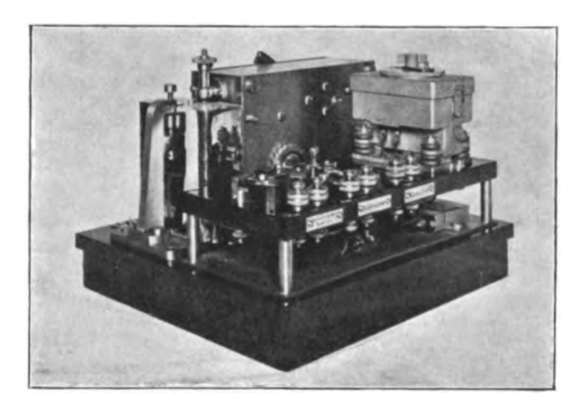


Fig. 9.

elektromagnetischen Relaisschalters, der in der Kugel der kardanischen Aufhängung sich befindet.

Der Tonverstärker erhält bekanntlich mechanische Resonanzsysteme von geringer Dämpfung. Fig. 7 zeigt die mechanische Resonanzkurve des Verstärkers. Die Kurve stellt die Empfindlichkeit des Tonverstärkers als Funktion der zu verstärkenden Tonhöhe dar. Sie ist in der Weise aufgenommen, daß für verschiedene Tonhöhen des Senders stets diejenige primäre Lautstärke ermittelt wurde, bei welcher der Verstärker sekundär eine bestimmte konstante Lautstärke ergab. Man ersieht aus der Kurve, daß bei genauer Resonanz die primäre Lautstärke selbst dann noch verstärkt wird, wenn sie nur noch 1000 Ohm oder noch schwächer ist. Unter einer Lautstärke von 1000 Ohm ist eine solche verstanden, die bei Parallelschaltung von 1000 Ohm zu dem ebenfalls mit 1000 Ohm-Spulen bewickelten Telephon gerade zum Verschwinden gebracht wird. Bei einer Tondissonanz von etwa 5 %

sind dagegen zur Erregung des Verstärkers schon eine primäre Lautstärke von etwa 500 Ohm und bei 20 % Verstimmung 100 Ohm Intensität erforderlich, das heißt eine vielfach stärkere Primärenergie. Die Praxis hat gezeigt, daß Töne von nur 500 Ohm Lautstärke während beliebig langer Zeit verstärkt werden können. Ein Beweis, daß die Funkenfolge, Tonreinheit und -konstanz der Sender außerordentlich groß ist. Zur Erhöhung der Selektion ist außer der mechanischen Abstimmung noch eine akustische in Anwendung gekommen. Das lautsprechende Telephon hat statt eines gewöhnlichen Schalltrichters

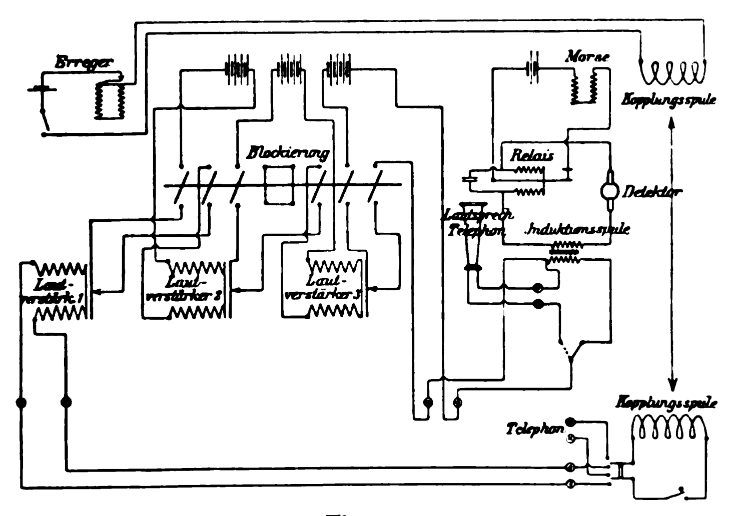


Fig. 10.

einen kontinuierlich variablen akustischen Resonator in Gestalt einer ausziehbaren offenen Röhre (siehe Fig. 8).

Der Tonverstärker hat die Wiedereinführung des Morseschreibers (Fig. 9), der mit dem Kohärer aus der drahtlosen Technik verschwunden war, ermöglicht.

Die jetzt von Telefunken angewendete Schaltungsweise zeig Fig. 10. Der Strom des Mikrophonkontaktes des dritten Verstärkers besteht aus Gleichstrom und übergelagerten Stromstößen. Dieser wird durch einen Telephontransformator geführt und sekundär aus diesem reiner Wechselstrom erhalten. Ein in diesen eingeschaltetes elektrisches Ventil formt diesen Strom in pulsierenden Gleichstrom um und mittels dieses wird ein hochempfindliches polarisiertes Relais betrieben, das den Lokalstrom des Morseapparates betätigt.

Im Vortrage wurde schließlich zum ersten Male der Doppelempfang mittels nur eines Empfangsapparates unter Benutzung zweier Sender gleicher elektrischer Wellenlänge gezeigt. Beide Sender unterschieden sich hinsichtlich der Höhe des Tones um 20 %. An der Empfangsstelle wurden von einem Detektor die beiden Senderwirkungen gleichzeitig aufgenommen und die Empfangsströme wurden durch die beiden in Reihe geschalteten Primärwickelungen zweier auf diese Töne abgestimmter Resonanz-Tonverstärker geführt. Der eine verstärkte dann die Telegramme des Senders mit dem höheren, der

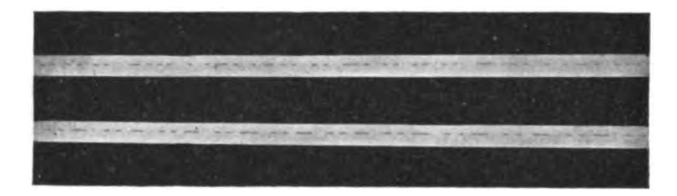


Fig. 11.

andere die des Senders mit tieferem Ton. Die Telegramme konnten getrennt sowohl nach Gehör wie auch nach dem Morse aufgenommen werden. Fig. 11 zeigt Proben der damaligen Aufnahmen der Morsezeichen.

Im vorliegenden Falle sind an der Empfangsstation bereits drei Selektionen gleichzeitig angewendet: eine Hochfrequenz-, eine mechanische und eine akustische Resonanz. Hierdurch ist die Ausscheidung fremder Störungen aus dem Empfänger erheblich verbessert. Indessen sind nach Ansicht des Vortragenden bezüglich der Ausnutzung des Tones zwecks Vergrößerung der Selektion in der nächsten Zukunft noch erhebliche Fortschritte zu erwarten. E.

(Eingesandt 1. August 1910.)

Drahtlose Telephonie nach Colin und Jeance.

Mit Versuchen für drahtlose Telephonie haben sich zuerst Poulsen, Telefunken, de Forest, Majorana und Fessenden befaßt. Die de Forestschen Anordnungen wurden auf einer größeren Anzahl amerikanischer Kriegsschiffe installiert, doch scheinen nach dem vorliegenden Bericht des Chefs des Ausrüstungsbureaus der amerikanischen Marine vom 1. Januar 1909 die praktischen Ergebnisse im regulären Dienst

nicht günstig gewesen zu sein. Mitte 1908 begannen die französischen Marineoffiziere Colin und Jeance mit Unterstützung der französischen Regierung ihre Versuche und entnehmen wir einen Bericht des Herrn Marineleutnants Jeance hierüber folgende Angaben. Die kontinuierlichen Hochfrequenzschwingungen werden in der üblichen Weise durch einen Lichtbogenkreis erzeugt, und gibt das beistehende Schaltungsschema die näheren Erläuterungen.

Der oder die Lichtbogen brennen wie bei Poulsen in einer Wasserstoff- oder Kohlenwasserstoff-Atmosphäre zwischen Kupferanode

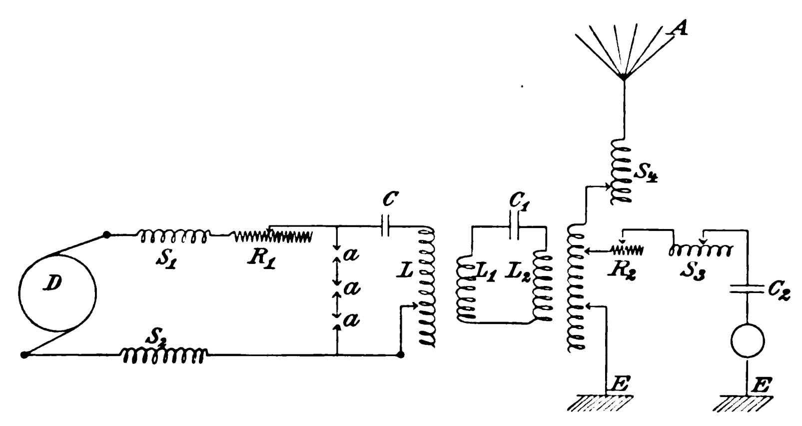
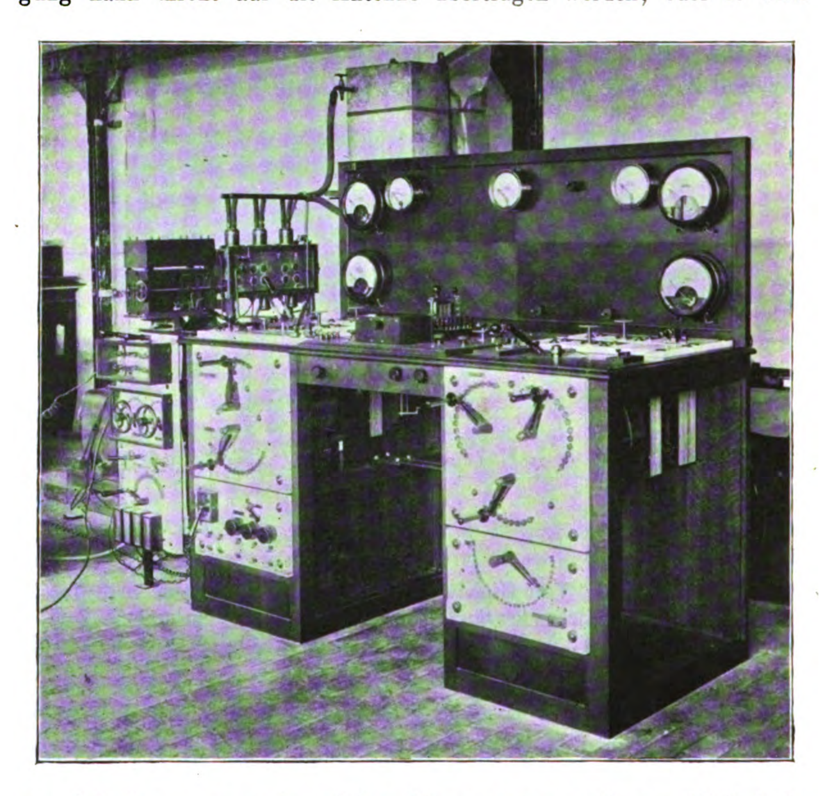


Fig. 1.
D = Dynamo für 600 Volt Gleichstrom; S_1 S_2 S_3 S_4 = variable Selbstinduktionen; R_1 R_2 = Regulierwiderstände; A = Antenne; a = Lichtbogen; L L_1 L_2 = Selbstinduktionen der Schwingungskreise; C C_1 C_2 = Kondensatoren; E = Erde.

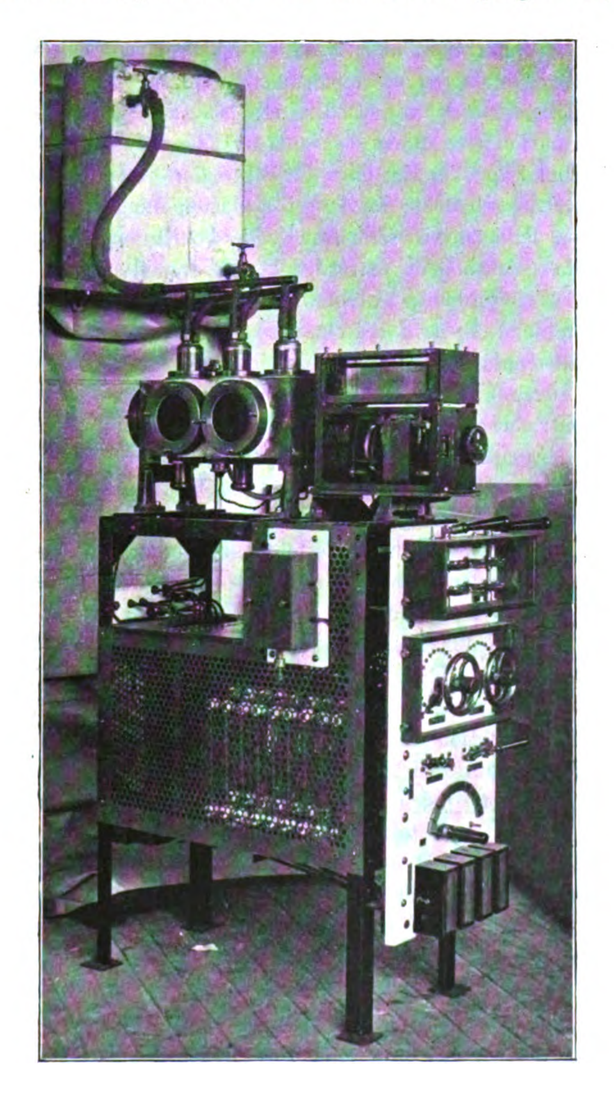
und Kohlekathode. Die Anode besteht aus einem sehr großen Kupferzylinder, in dem Petroleum zur Kühlung zirkuliert. Der Teil der Anode, wo der Lichtbogen übergeht, hat die Form einer flachen Calotte von etwa 12 cm Durchmesser; die Anordnung ist fest, doch kann man nach mehrstündiger Benutzung die Kupferanode langsam um ihre Achse sich drehen lassen, um andere Stellen für den Lichtbogen zu bekommen. Sehr wichtig ist die besondere Beschaffenheit der negativen Elektrode; sie besteht aus einem sehr dünnen Kohlenstift von etwa 1 mm Durchmesser, wodurch eine absolute Stabilität des Lichtbogens und ein zuverlässiges Funktionieren über 6 bis 8 Stunden ohne Auswechseln der Kohle erreicht wurde; durch eine besondere Vorrichtung kann die Einstellung der Kohle von außen

regulíert werden. Fachleute waren sich von Anfang an darüber klar, daß eine reine kontinuierliche Welle ausgestrahlt werden mußte, um Schwingungen, dosiert durch die Sprachlaute, zu superponieren, und letztere ohne Verzerrung im Empfänger zu reproduzieren. Zwei Verfahren sind zu dem Zwecke möglich. Die erzengte einfache Schwingung kann direkt auf die Antenne übertragen werden, oder es wird



eine Schwingung von irgendeiner Form erzeugt und man filtriert sie dann gewissermaßen, ehe man sie auf die Antenne überträgt. Das erste Verfahren führt bei gegebener Wellenlänge auf sehr kleine Werte der Kapazität im Vergleich zur Selbstinduktion des Generatorkreises und infolgedessen zu relativ kleinen Energiewerten; trotzdem ist dieses Verfahren bisher von allen Experimentatoren mit Lichtbogen angewendet worden. — Colin und Jeance benutzen das zweite Verfahren und erreichen dadurch mit relativ kleinen Wellenlängen, wie sie bei der Marine üblich sind, eine kräftige reine Schwingung.

Stone und M. Wien[1]) sind die einzigen, die diesen Zwischenkreis angewendet haben, jedoch nur für Funkenschwingungskreise, so daß



keine Übereinstimmung mit dem Verfahren von Colin und Jeance besteht. Der Wiensche Zwischenkreis muß ein sehr viel kleineres

1) Vgl. besonders Jahrb. 2, 551 ff., 1909 u. Phys. Ztschr. Heft 23, 1906.

Dekrement haben wie der Primärkreis und wird so ein sekundärer Generator wenig gedämpfter Schwingungen bzw. ein wirklicher Dämpfungstransformator; seine Kapazität muß deshalb sehr klein sein im Vergleich zur Selbstinduktion, auch muß die Antenne sehr lose angekoppelt werden, um Schwebungen zu vermeiden.

Der „Filtrierkreis" von Colin und Jeance hat eine ganz verschiedene Funktion und Form; er enthält eine Kapazität, deren Wert einundeinhalbmal größer ist als derjenige der Selbstinduktion, beide in Zentimeter ausgedrückt; ferner ist die Koppelung mit der Antenne und mit dem Primärkreis sehr fest. Die kontinuierliche Schwingung vermittels des Lichtbogens unterdrückt andererseits jede Möglichkeit von freien Schwingungen und von Schwebungen.

Das strahlende System besteht wie gewöhnlich aus einer Antenne, an die ein Kondensator und eine Selbstinduktion in Reihe angeschlossen sind. Alle drei Schwingungskreise müssen exakt aufeinander abgestimmt sein; ferner muß jeder von ihnen ein genau angepaßtes Verhältnis von Kapazität und Selbstinduktion besitzen. Die Einstellung ist deshalb delikat und verlangt eine geübte Hand, aber einmal erreicht bleibt sie für immer konstant.

Die Mikrophonanordnung besteht aus einer großen Zahl von speziellen Mikrophonen, die dauernd eine Intensität von 0,8 Ampere vertragen. Dieselben werden in einem Kreis geschaltet der mit dem einen Ende an einen passend gewählten Punkt der Tesla-Sekundären in der Antenne, mit dem anderen Ende an Erde angeschlossen ist. Der Kreis enthält ferner einen variablen induktionsfreien Widerstand, variable Selbstinduktion und Kapazität. Unter diesen Umständen bei erreichter Abstimmung zirkuliert im Mikrophonkreis ein absolut unveränderlicher Strom gleich $^1/_{10}$ des Antennenstromes. Als Detektoren können die bekannten Detektortypen benutzt werden.

Es folgt dann im Bericht eine Aufzählung zahlreicher Versuche und die offiziellen Rapporte über dieselben, die die Zuverlässigkeit des Systems klar zeigen. Die Versuche nach dem uns vorliegenden Bericht wurden abgeschlossen mit der Überbrückung von 240 km am 18. August 1909 zwischen Toulon und Port Vendres bei einer Wellenlänge von nur 400 m. Die französische Regierung hat dann nach dieser eingehenden Prüfung die offizielle Annahme dieses Systems beschlossen. Die beiden Photographien zeigen den technischen Aufbau der Stationen.

E.

(Eingesandt 1. August 1910.)

Funkentelegraphischer Zeitsignaldienst.

Wir entnehmen den „Hamburger Nachrichten“ folgenden aktuellen Bericht: Bei der Funkentelegraphenstation in Norddeich ist vor kurzem eine für die Schiffahrt sehr wichtige Erweiterung des Betriebes eingeführt worden. Es handelt sich um die täglich zweimalige Abgabe von Zeitsignalen, die die mittlere Greenwicher Mittags- und Mitternachtszeit oder nach mitteleuropäischer Zeit die Stunden 1 Uhr tags und 1 Uhr nachts angeben und dadurch den Schiffen ermöglichen, den Stand ihrer zur Navigation benutzten Chronometer zu bestimmen oder die geographische Länge ihres Ortes ohne Chronometer zu ermitteln. Zu diesem Zweck gibt Norddeich nach mittlerer Greenwicher Zeit um 11 Uhr 53 Min. vormittags und nachmittags zunächst 2 Minuten hindurch das Zeichen ••• —, damit die Bordstationen ihre Empfangseinrichtungen auf die Gebewelle von Norddeich abstimmen können; darauf folgen um 11 h 57 m 47 s und um 11 h 58 m 38 s noch in bestimmter Form einige Ankündigungszeichen. Die eigentlichen Zeitsignale, bestehend aus je einem von Sekunde zu Sekunde gegebenen Strich, beginnen um 11 h 58 m 46 s; sie sind in drei (durch Pausen unterbrochene) Gruppen von je 5 Sekunden Dauer — fünf Striche — so angeordnet, daß jede Gruppe mit einer vollen Zehnersekunde endet; die Strichzeichen fallen also in der ersten Gruppe auf die Zeitpunkte 11 h 58 m 46 s, 47 s, 48 s, 49 s, 50 s, und in der letzten Gruppe auf die Zeitpunkte 11 h 59 m 56 s, 57 s, 58 s, 59 s und 12 h 0 m 0 s. Das letzte Strichzeichen gibt demnach den Zeitpunkt 12 Uhr mittlerer Greenwicher Zeit an. Die Aufnahme der Zeitsignale erfolgt in der Weise, daß die Sekundenzahlen der im Empfangsapparat gehörten Zeichen mitgezählt und mit dem Gange des Sekundenzeigers einer Beobachtungsuhr oder des Chronometers verglichen werden. Bei der taktmäßigen Aufeinanderfolge der Zeichen läßt sich denn leicht feststellen, mit welchen Sekundenangaben der Beobachtungsuhr oder des Chronometers die Norddeicher Signale zusammenfallen, und welche Abweichung sich bei dem letzten Zeitsignal 12 h 0 m 0 s ergibt.

Auf den ersten Blick könnte der Laie zu der Vermutung kommen, die Art der Zeichengebung sei etwas umständlich, d. h. die vielen Einzelzeichen seien entbehrlich, weil doch nur der letzte Strich die eigentliche Mittags- oder Mitternachtszeit bedeutet. Bei näherer Betrachtung ergibt sich aber, daß in der Gesamtheit der Zeichengruppen ein wohldurchdachtes System liegt, das den Zweck verfolgt, eine wertvolle Zeitvergleichung auch dann noch zu ermöglichen, wenn einzelne

Zeichen der verschiedenen Gruppen überhört oder durch äußere Störungen unkenntlich geworden sein sollten. Bei einiger Aufmerksamkeit kann der Beobachter, wenn ihm einzelne Zeichen entgangen sein sollten, unter Berücksichtigung der Pausen von planmäßig verschieden langer Dauer feststellen, welcher Gruppe die vorhergegangenen oder die folgenden Zeichen angehören und welche Sekunden sie anzeigen. Besonders wichtig ist es auch, daß der letzte Strich, der die Mittags- oder Mitternachtszeit angibt, durch ein darauf folgendes Schlußzeichen • — • — • besonders kenntlich gemacht wird. Die Schiffe können also auf diese Weise mit der gleichen Sicherheit auf hoher See die genaue Mittagszeit feststellen, wie sie es im Hafen gewohnt sind, wo sie das Fallen des Zeitballons beobachten; außerdem wird ihnen ein zweites Mal während der Nacht Gelegenheit zur Zeitbestimmung gegeben.

Um die pünktliche Abgabe der Zeitsignale zu sichern, dienen folgende Einrichtungen. Auf der Funkenstation in Norddeich befindet sich eine astronomische Präzisionsuhr, deren richtiger Gang vom Kaiserlichen Observatorium in Wilhelmshaven kontrolliert wird. Die Präzisionsuhr ist mit einer automatischen Sendevorrichtung versehen, die zu den angegebenen Zeitpunkten die funkentelegraphischen Apparate so in Tätigkeit setzt, daß alle für die Zeitsignale erforderlichen Zeichen in der vorgesehenen Weise und zu den vorgesehenen Zeitpunkten selbsttätig, d. h. ohne daß ein Beamter die Taste zu handhaben braucht, gegeben werden. Um die Auslösung der Sendevorrichtung durch die astronomische Uhr genau zu der vorgeschriebenen Sekunde sicher zu stellen, ist die Uhr mit einem Korrigierwerk versehen. Letzteres wird täglich durch eine vorhandene Leitung über das Telegraphenamt in Wilhelmshaven auf einige Minuten mit den dortigen Observatorium verbunden und empfängt nun dort einen Korrektionsstrom, wodurch jedes etwaige Vor- und Nachgehen der Norddeicher Uhr unschädlich gemacht wird. Wie bei allen solchen mechanischen Einrichtungen sind zwar gelegentliche Störungen des regelrechten Ganges nicht unbedingt ausgeschlossen. Solche Unregelmäßigkeiten werden aber meistens rechtzeitig von den Stationsbeamten bemerkt, und die Schiffe werden dann hierauf dadurch aufmerksam gemacht, daß gleich nach Beendigung der Zeitsignale die Worte „Zeitsignal ungültig" gegeben werden. Jedenfalls ist durch die angedeuteten sinnreichen Einrichtungen für die pünktliche und zuverlässige Abgabe der Zeitsignale die nach dem Stande der Technik größtmöglichste Sicherheit geboten, insbesondere

sind durch die selbsttätig wirkenden Apparate alle Ungenauigkeiten ausgeschieden, die bei aller Sorgfalt unvermeidlich sein würden, wenn die Zeitsignale von der Hand eines Beamten gegeben werden müßten.

E.

(Eingesandt 1. August 1910.)

Die neuen Abstimmungs- und Messungsinstrumente des Marconisystemes.

Von **Thor. G. Thörnblad.**

Im Marconisystem kommen in seiner gegenwärtigen Gestaltung vier verschiedene Variationen von Abstimmungs- und Messungsinstrumenten vor, nämlich das sogenannte Cymometer, Marconis Multiple-Abstimmungsapparat, Marconis tragbarer Wellenmesser und Marconis tragbarer Dekremeter[1]. Von diesen ist das Cymometer das älteste Messungsinstrument und ist auch früher Gegenstand einer Beschreibung in diesem Jahrbuch gewesen. (Siehe Artikel „Entwickelung der Telegraphie mittels elektrischer Wellen" von J. A. Fleming[2], Bd. I, S. 74, sowie Artikel „Über Messungen der Wellenlänge (Frequenz)", von Eugen Nesper, Bd. I, S. 353). Wir beschränken uns daher hier auf einen Hinweis auf die früheren Beschreibungen bezüglich des Cymometers. Die drei übrigen Instrumente sind dagegen von neuerem Datum und früher nicht in dem Jahrbuche publiziert, weshalb wir dieselben hier, mit gefälliger Erlaubnis der „Marconi's Wireless Telegraph Co., Ltd., London", zum Gegenstand einer Besprechung machen. Die Konstruktion der verschiedenen Instrumente ist von verschiedenen praktischen Bedingungen veranlaßt, die aus der immer mehr entwickelten Tätigkeit auf einer drahtlosen Telegraphstation hervorgegangen sind. Teils wurde verlangt, — wie beim Multiple-Abstimmungsapparat — ein kombinierter Apparat, geeignet sowohl für eine Abstimmung der verschiedenen Schwingungskreise, als auch für Messungen bestimmter Größen, z. B. Wellenlänge;

---

1) Diese Apparate und ihre Einzelteile, z. B. der regulierbare Kondensator (zuerst von Dr. Koepsel angegeben), sind leichte Abänderungen der zuerst von der Braun-Siemens- bzw. Telefunken-Gesellschaft konstruierten Meßapparatur. Die Redaktion.

2) Siehe auch Proc. Roy. Soc. 74, 490, 1905, „On an instrument for the measurement of the lenght of long electric waves" und Phil. Mag., Juni 1905, „On the application of the Cymometer".

da der Apparat bestimmt ist, der festen oder permanenten Stationsausrüstung anzugehören, war es nicht notwendig, denselben in kleineren Dimensionen anzufertigen, um denselben transportieren zu können. Andererseits ist für tragbaren Gebrauch ein Messungsinstrument von kleinerem und leichterem Typ erforderlich gewesen, — wie der tragbare Wellenmesser und das tragbare Dekremeter, — der erstere für Messung von Wellenlängen, der letztere hauptsächlich für Bestimmung von Dekrementen, gleichzeitig aber auch für Messung anderer Größen, wie Wellenlängen, Kapazitäten, Selbstinduktionen, wechselseitigen Selbstinduktionen und Koppelungsgrad. Wollen wir mit Rücksicht auf die praktische Verwendung die drei Instrumente klassifizieren, so können wir, von gewissen Gesichtspunkten aus, den Multiple-Abstimmungsapparat zu den stationären, und den Wellenmesser sowie das Dekremeter zu den tragbaren Materialien einer Station für drahtlose Telegraphie betrachten.

I.

Marconis Multiple-Abstimmungsapparat (Fig. 1).

Die Hauptaufgabe dieses Instrumentes ist, den Empfänger auf die einfallenden Wellen abzustimmen, dasselbe kann aber auch außerdem zur Bestimmung der Wellenlänge, sowohl beim Empfänger, als auch beim Sender verwendet werden.

Das Aussehen des Apparates zeigt Fig. 1. Er ist in einem Holzkasten mit den äußeren Dimensionen 53,3 cm, 22,9 cm und 27,9 cm einmontiert. Das Prinzip der Konstruktion des Apparates geht hauptsächlich aus dem Schema in Fig. 2 hervor, wo die gestrichelte Linie den Holzkasten angibt. Nur was innerhalb dieser Linie ersichtlich ist, gehört zum Apparat. Wir unterscheiden hier besonders drei Schwingungskreise, nämlich

den Antennenkreis A, I, C_1, P_1, E,
den sogenannten intermediären Kreis S_1, C_2, S_2 und
den Detektorkreis P_2, C_3, D.

Der Antennenkreis wird gebildet von der Antenne A, der Abstimmungsspule I mit ihrem schiebbaren Kontakt B, dem regulierbaren Kondensator C_1, der Selbstinduktionsspirale P_1 mit ihrem schiebbaren Kontakt G, welch letzterer mit der Erde E verbunden ist. Der intermediäre Kreis ist sowohl mit dem Antennenkreis, als auch mit dem Detektorkreis induktiv verbunden, und besteht aus zwei gleichen, nicht

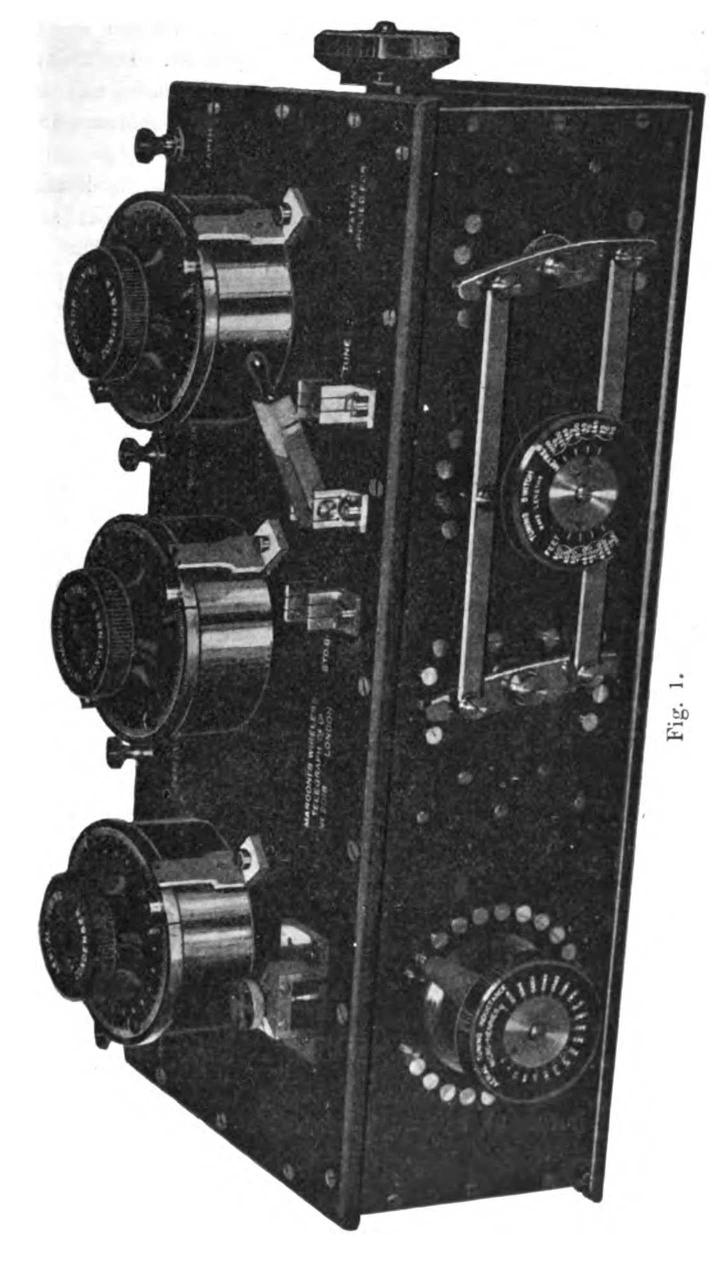


Fig. 1.

regulierbaren Selbstinduktionsspiralen S_1 und S_2, zwischen welchen ein regulierbarer Kondensator C_2 parallel eingekoppelt ist. Der Detektorkreis besteht schließlich aus einer Spule P_2, in Serie mit dem regulierbaren Kondensator C_3 und dem außerhalb des Instrumentes sich befindlichen Detektor D gekoppelt.

Durch die obenerwähnten Regulierungsanordnungen können die drei Schwingungskreise teils gegenseitig nacheinander, teils alle drei nach den einfallenden Wellen abgestimmt werden. Die Selbst-

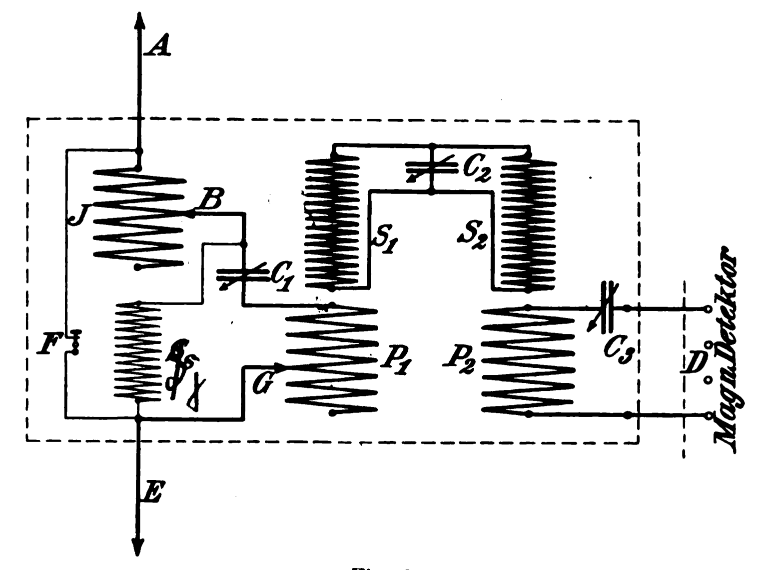


Fig. 2.

induktionen P_1—S_1 und P_2—S_2 sind als Transformatoren zu betrachten, und innerhalb derselben kann die Koppelung mehr oder weniger festgemacht werden, indem man die kleineren Spulen S_1 und S_2 mehr oder weniger in die größeren P_1 resp. P_2 einführt. Außer den nun erwähnten Anordnungen sind in dem Grundschema (Fig. 2) wiedergegeben die Mikrometerfunkenstrecke F und die Selbstinduktionsspirale Sj, welche in einem Nebenschluß des Schwingungskreises der Antenne eingeführt und bestimmt sind, die Akkumulation von elektrischen Ladungen in der Antenne zu verhindern. Die drei Kondensatoren C_1, C_2 und C_3, die in Fig. 1 auf dem Deckel des Instrumentes sichtlich sind, sind von einer besonderen patentierten

Type (siehe Fig. 3). Sie können durch das Umdrehen des Deckels des zylinderförmigen Gefäßes, das jeden Kondensator umgibt, reguliert werden. Der Deckel ist mit einer peripherischen Skala versehen (sichtlich in Fig. 1), auf welcher ein fixer Zeiger die Vermehrung oder die Verminderung der Kapazität mit dem Umdrehen des Deckels indiziert. Jeder Kondensator besteht aus zwei Gruppen Kondensatorflächen, $A_1 A_2$ und $B_1 B_2$ (Fig. 3), die abwechselnd übereinander, mit den verschiedenen Flächen von isolierenden Zwischenlagen H separiert, angeordnet sind. Die Gruppe $A_1 A_2$ ist fix, die Gruppe $B_1 B_2$ dagegen drehbar um den isolierenden festen Ständer C in der Mitte des Kondensators. Innerhalb jeder Gruppe, z. B. $B_1 B_2$, ist jede der übereinander angeordneten kreisförmigen Kondensatorflächen in der Mitte geteilt, so daß eigent-

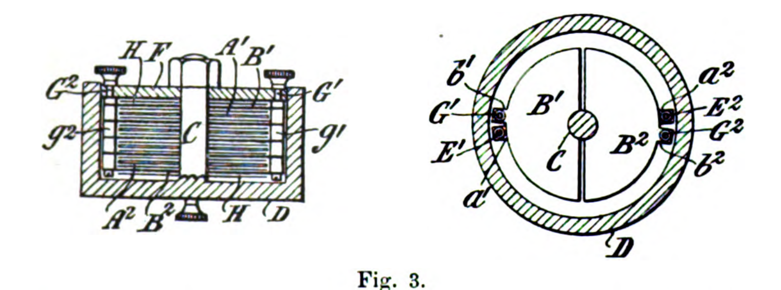


Fig. 3.

lich in jedem Kondensator vier Gruppen von Kondensatorflächen vorhanden sind, nämlich die Gruppe A_1, A_2, B_1, B_2. (Eine ausführliche Beschreibung dieses Kondensatortyp ist in Brit. Pat. No. 15, 15909 A.D. Juli 13, 1906. — Compl. Spec. Jan. 7, 1907, gegeben.)

In Fig. 4 ist ein mehr detailliertes Koppelungsschema des Marconischen Multiple-Abstimmungsapparates ersichtlich.

„Aerial Tuning Inductance“ ist die in dem Grundschema mit I bezeichnete regulierbare Selbstinduktionsspule im Antennenkreis.

„Aerial Tuning Condenser“ ist der regulierbare Kondensator C_1 im Antennenkreis. Dieser ist auf dem Deckel des Apparates plaziert und auf der Photographie am weitesten links sichtbar.

„Intermediate Tuning Condenser“ ist der regulierbare Kondensator C_2 des intermediären Kreises, der in der Mitte auf dem Deckel des Apparates plaziert ist.

„Detector Tuning Condenser“ ist der regulierbare Kondensator C_3, oben auf dem Apparat, am weitesten rechts, plaziert.

„Tuning Switch“ (sichtbar in Photographie und Detail-

schema, aber nicht im Grundschema) ist jene Koppelungsanordnung, wodurch die obengenannten Reservekondensatoren C_4 in dem intermediären Kreis und dem Detektorkreis eingekoppelt werden können, und wodurch die Kapazität bis zu 30000 cm vermehrt werden kann.

„Change Switch“ ist ein Schalter, O, wodurch die Abstimmungskreise in dem Systeme ein- und ausgekoppelt werden. Am Deckel sind die Bezeichnungen „STD. B.“ („Standing by“) und „Tune“ eingedrückt.

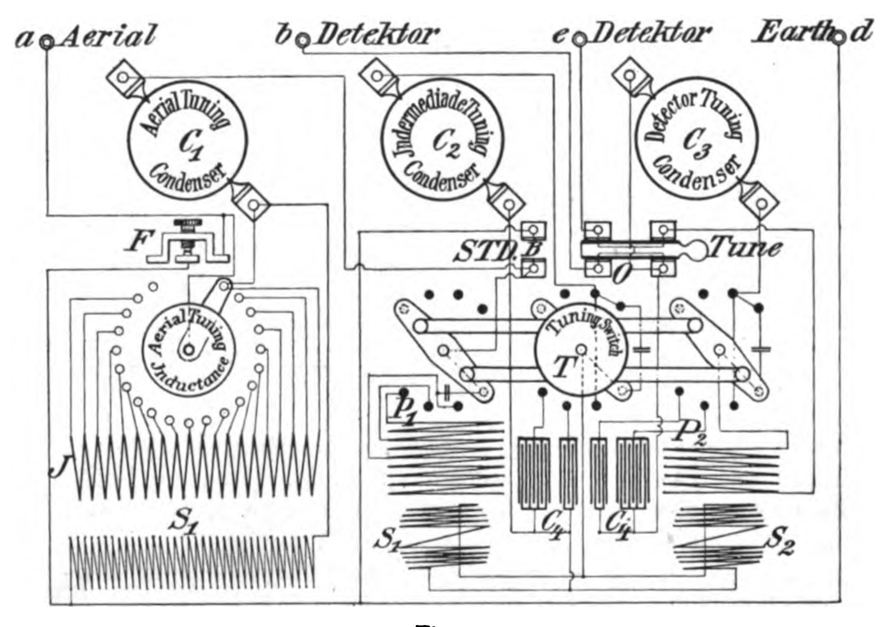


Fig. 4.

„Intensifier Handle“ ist die an der kurzen vertikalen Seite in der Photographie am weitesten rechts sichtliche Schraube (weder im Schema, Fig. 2, noch Fig. 4 angegeben). Ihre Anwendung ist später beschrieben.

„Aerial“, „Detector“ und „Earth“ sind Bezeichnungen für die sich hinten am Deckel befindlichen Kontaktschrauben, an welche die Antenne, der Detektor und die Erdleitung, an den Abstimmungsapparat gekoppelt werden.

Die Mikrometer-Funkenstrecke (vermißt gedruckte Be-

zeichnung am Instrument) ist in Photographie am Deckel vor dem Kondensator der Antenne („Aerial Tuning Condenser“) ersichtlich und kann mit Hilfe einer Mikrometerschraube eingestellt werden.

An der Photographie nicht ersichtlich, weil im Kasten eingebettet, sind folgende Apparatteile, deren Bezeichnungen im Detailschema (Fig. 4) zu finden sind und früher im Grundschema (Fig. 2) wiedergegeben wurden.

P_1 ... ist die regulierbare Selbstinduktionsspirale der Antenne, welche eine Primärspule bildet im Verhältnis zu

S_1 ... der konstanten Selbstinduktionsspule des intermediären Kreises.

S_2 ... ist die andere Selbstinduktionsspule des intermediären Kreises, welche eine Primärspule bildet im Verhältnis zu

P_2 ... der Selbstinduktionsspule des Detektors.

Sj ... ist eine Selbstinduktionsspule von 80000 Mikrohenry und mit früher genannter Bestimmung, die in einem Nebenschluß des Antennenkreises gemäß Koppelungsschema eingekoppelt ist.

A. Die Verwendung bei dem Empfänger als Abstimmungsapparat.

Die hauptsächlichste Verwendung des Abstimmungsapparates ist für eine Abstimmung des Empfängers, so daß dieser nur einfallenden Wellen von gewisser bestimmter Wellenlänge entspricht und von übrigen Wellen unberührt bleibt. Für diesen Zweck wird der Apparat in folgender Weise an den Empfänger gekoppelt. (Siehe Schema Fig. 5. In Fig. 6, womit dieses Schema verglichen werden soll, sieht man eine Photographie einer modernen Marconistation an Bord des Dampfers „Lusitania“, an welchem der Multiple-Abstimmungsapparat in Gebrauch ist.) Die beiden Klemmschrauben des Apparates, *b* und *c*, auf der oberen Seite des Deckels mit „Detector“ bezeichnet, werden mit zwei kurzen und dicken Leitungen mit den beiden äußeren der vier Klemmschrauben an Marconis magnetischem Detektor, M. D., verbunden.

Die am Abstimmungsapparat mit „Earth“ bezeichnete Klemmschraube, *d*, wird mit der Erde, und dem mit „Aerial“ bezeichnete, *a*, mit der Antenne verbunden. Es ist hierbei zu bemerken, daß die Verbindung mit der Antenne nicht direkt erfolgen darf, so daß der Apparat sich an der Antenne angekoppelt befinden würde, auch wenn

die Station für Sendung gebraucht wird. Diese Verbindung muß daher entweder über einen Schalter geschehen, der den Apparat bei Sendung auskoppelt oder muß der Apparat, wie in Fig. 5, zwischen die sekundäre Windung des Sendertransformators und der Erde eingeführt werden, in welchem Fall jedoch an der Erde eine kleine Funkenstrecke *G* angebracht sein muß. Gleichzeitig muß auch für das Hörtelephon des magnetischen Detektors ein Kurzschlußtaster, *N*,

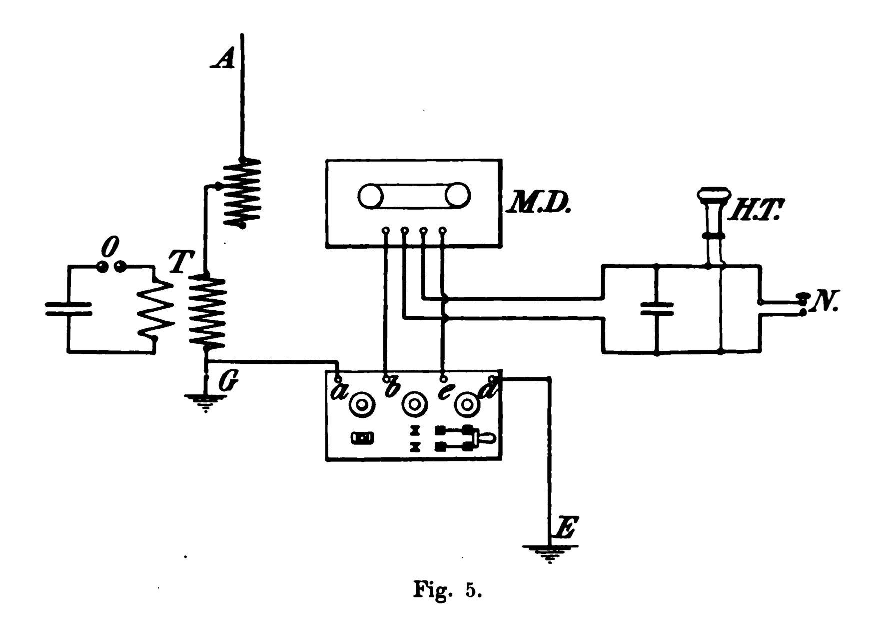


Fig. 5.

vorhanden sein, der gleichzeitig mit den vom Sender gegebenen Morsezeichen automatisch niedergedrückt wird.

Nachdem der Abstimmungsapparat also in gebührender Weise in eine Station eingekoppelt ist, folgt für seine Hantierung beim Empfang einfallender Wellen untengenannter modus operandi, wobei der Verlauf in kurzen Zügen derjenige ist, daß der Abstimmungsapparat sich erst in einer Anruflage „STB, B“ befindet, wenn diverse Wellenlängen auf den Empfänger einwirken. Wenn die ersten Anrufsignale indessen von derjenigen Station, mit welcher man zu korrespondieren wünscht, eingetroffen sind, wird der Apparat in die Abstimmungslage „Tune“ übergeführt.

1. Die Schraube der Mikrometerfunkenstrecke wird so gedreht, daß sich die beiden Kontakte treffen. Die Schraube wird dann genau eine ganze Windung zurückgedreht, wenn die Funkenstrecke eine Länge von 0,25 mm erhalten hat.
2. Vorausgesetzt, daß die Station sich in der Anruflage zu befinden wünscht, d. h. wünscht verschiedene Wellenlängen der einfallenden Wellen zu beantworten, dann soll die Antenne über ihren Kondensator („Aerial Tuning Condenser") und den magnetischen Detektor mit der Erde in Verbindung gesetzt werden. In dieser Lage kann die Station alle anderen Stationen, die innerhalb ihrer Reichweite arbeiten, hören. Ein Einstellen in die Anruflage wird nun mit folgenden Griffen bewerkstelligt:
   a) Der Schalter wird auf „STB. D." gestellt.
   b) „Tuning Switch" wird auf den ersten Kontakt plaziert, einer Wellenlänge von 100—150 m entsprechend.
   c) „Aerial Tuning Inductance" wird in die Nullage plaziert.
   d) „Aerial Tuning Condenser" wird am „Short" eingestellt. Es ist hierbei jedoch acht zu geben, daß, wenn die Antenne sehr klein ist, der Wert der regulierbaren Selbstinduktion der Antenne gleich 0, d. h. dieselbe soll nicht vollständig ausgekoppelt, sondern zu einem kleinen Teil eingekoppelt sein. Andererseits, wenn die Antenne sehr hoch ist, ist zu achten, daß die Selbstinduktionsspule auf 0 gestellt wird und der Kondensator einen moderierten Wert besitzt. Die geeignetste Stellung von „Aerial Tuning Inductance" und „Aerial Tuning Condenser", wenn der Schalter sich in der Lage „STD. B." befindet, wird bald durch die Gewohnheit, den Apparat zu hantieren, erhalten.
3. Vorausgesetzt, daß die Station sich in der Abstimmungslage befinden soll, um nur Wellen von bestimmter Wellenlänge anzunehmen, so ist folgendes nacheinander zu bewerkstelligen:
   a) Reguliere den „Aerial Tuning Inductance" während der „Aerial Tuning Condenser" auf „Short" gehalten wird; variiere danach den letzteren, bis die stärksten Impulse im Hörtelephon des Empfängers (*H T*, Fig. 5) wahrgenommen werden.
   b) Drehe den „Intensifier Handle" bis zu 90^0.
   c) Plaziere den „Tuning Switch" auf denjenigen Wellenlängenwert, welcher von der Summe der Werte angegeben wird,

die eben an dem „Aerial Tuning Inductance" und dem „Aerial Tuning Condenser" erhalten worden sind.

d) Führe den „Change Switch" oder den Schalter nach „Tune" über und variiere danach den „Intermediate Tuning Condenser" und den „Detector Tuning Condenser", bis die stärksten Impulse im Telephon gehört werden. Es ist hierbei zu beobachten, daß diese beiden Kondensatoren in ihrer Regulierung einander folgen.

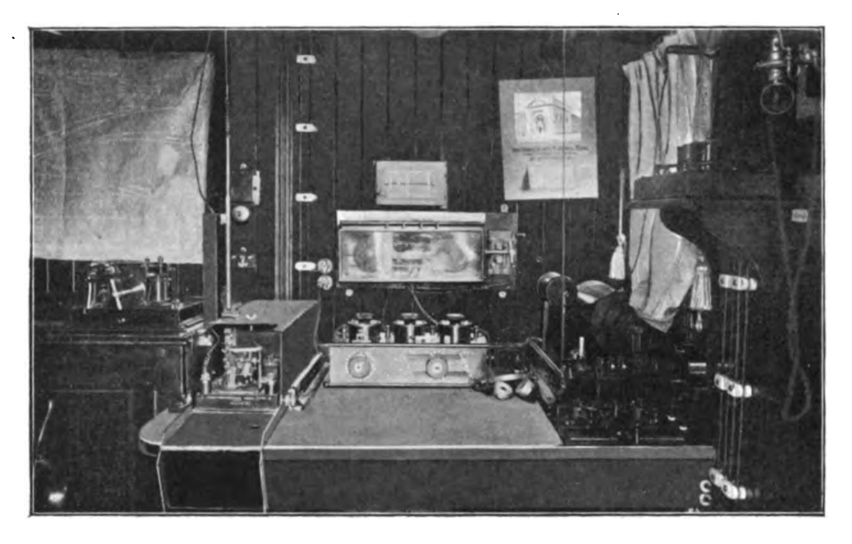


Fig. 6.

e) Der „Aerial Tuning Condenser" wird wiederum reguliert, bis die stärksten Signale gehört werden. Falls Interferenz hierbei beobachtet wird, wird der „Intensifier Handle" von 90^0 zu einem kleineren Wert justiert, und der Kondensator von neuem reguliert. Es wird sich dann zeigen, daß, je mehr der „Intensifier Handle" von 90^0 abgedreht wird, desto geringer wird die Interferenz und desto schärfer die Abstimmung des Empfängers.

Nach der Ausführung der oben genannten Manipulation, die binnen kurzer Zeit von einem geschickten Operateur ausgeführt werden kann, ist der Empfänger der Station auf eine bestimmte Wellenlänge der einfallenden Wellen abgestimmt, und für den Telegrammaustausch bereit.

B. Anwendung für Messung von Wellenlängen.

Mit dem Abstimmungsapparat kann auch eine Wellenlängenbestimmung ausgeführt werden, und zerfällt in diesem Falle die Aufgabe in eine Messung sowohl der einfallenden, wie auch der ausgesandten Wellen.

1. Messung von Wellenlängen einfallender Wellen. Man verfährt gemäß der eben gegebenen Instruktion, bis Signale mit dem Schalter auf „Tune“ (*A*, 3, *d*) erhalten werden. Danach wird der

Tabelle der Wellenlänge.

Wellenlänge in engl. Fuß	„Tuning Switch“ an	„Intermediate Condenser“ an	Wellenlänge in engl. Fuß	„Tuning Switch“ an	„Intermediate Condenser“ an	Wellenlänge in engl. Fuß	„Tuning Switch“ an	„Intermediate Condenser“ an
270	300/500	0,40	950	500/4500	0,80	2680	500/4500	3,0
300	„	0,43	984	„	0,83	2950	„	3,5
330	„	0,47	1080	„	0,92	3250	„	4,1
360	„	0,58	1140	„	0,97	3570	„	4,8
400	„	0,75	1250	„	1,07	3930	„	5,7
440	„	1,02	1380	„	1,20	4320	„	6,8
480	500/4500	0,41	1520	„	1,35	4750	„	8,3
530	„	0,46	1670	„	1,53	5240	4500/6300	1,8
580	„	0,50	1830	„	1,73	5750	„	3,7
640	„	0,54	1968	„	1,93	6320	„	6,2
700	„	0,59	2020	„	2,00	6950	6300/7800	2,3
720	„	0,60	2160	„	2,19	7650	„	4,3
780	„	0,65	2220	„	2,28	8400	„	8,1
860	„	0,71	2440	„	2,63	9000	„	

Fig. 7.

„Intensifier Handle“ zurück zu einem so kleinen Winkel wie möglich gedreht, und werden die verschiedenen Kondensatoren justiert. Ist es möglich den „Intensifier Handle“ zurück zu 10^0, oder darunter, zu drehen, so kann die Wellenlänge ohne weiteres von derjenigen Tabelle abgelesen werden, die jedem Apparate beigefügt ist (siehe Fig. 7). (Würde es jedoch eintreffen, daß ein solch niedriger Wert wie 10^0 nicht erhalten werden kann, so kann in solchem Falle der erhaltene Wellenlängenwert nur als ein approximativer bezeichnet werden.)

2. Messung von Wellenlängen ausgesandter Wellen. Für solchen Zweck wird der Abstimmungsapparat und der magnetische

Detektor (Fig. 5) aus dem Empfänger herausgekoppelt, und mit dem Sender induktiv gekoppelt, indem der Abstimmungsapparat in der Nähe des unteren Teiles der Antenne, in derselben Weise wie gewöhnlich bei Wellenmessern verfahren wird, geführt wird. Mittels einer Leitung, die eine Drahtschlinge enthält, sind nun die Klemmen „Earth" und „Aerial" miteinander verbunden. Auf diese Schlinge induzieren diejenigen Schwingungen der Antenne, deren Wellenlänge zu bestimmen ist. Der Verlauf der Messung ist nun derselbe wie im vorigen Falle. Wenn das Justieren fertig ist, kann schließlich mit Hilfe der letzten Werte des „Intermediate Tuning Condenser" und des „Tuning Switch" von der mitfolgenden Tabelle die Wellenlänge der von der Antenne ausgesandten Wellen direkt abgelesen werden (Fig. 7).

II.

Marconis tragbarer Wellenmesser (Fig. 8).

Dieses Messungsinstrument des Marconisystems ist nur für die Messung von Wellenlängen konstruiert. Der sehr bequeme und leichte Apparat ist mit sämtlichem Zubehör in einem Kasten aus hartem Holze eingeschlossen, in den Dimensionen 23,5 cm lang, 15,3 cm breit und 11,4 cm hoch. Um tragbar zu sein, ist der Kasten mit einem ledernen Tragriemen versehen. Der ganze Apparate wiegt nur 2,84 kg.

In Fig. 9 ist das einfache Koppelungsschema dieses Wellenmessers angegeben. Der regulierbare geschlossene Schwingungskreis besteht hier aus einer fixen Selbstinduktion L und einer variablen Kapazität C. An die beiden Kondensatorbelegungen ist ein Detektorkreis — einen Detektor K und ein Hörtelephon T enthaltend — gekoppelt.

Die Selbstinduktion besteht aus isolierten Windungen in einem Drahtrahmen, der im Deckel des Instrumentkastens eingesetzt ist (siehe Fig. 8). Die Selbstinduktion kann in ihrer Größe nicht geändert werden und beträgt gewöhnlich 15 Mikrohenry, ist aber gegen kleinere oder größere Spulen leicht auszuwechseln.

Der Kondensator C hat eine Kapazität, welche zwischen 0 und 10,000 cm variiert werden kann. Er ist von derselben Type wie die Kondensatoren des vorigen Abstimmungsinstrumentes (Engl. Pat. Nr. 15909, 1906). Genau wie bei letzterem Instrument geschieht hier eine Variation der Kapazität durch das Herumdrehen des Kondensatordeckels. Der einzige variable Faktor in diesem Messungskreis ist sonach die Kapazität, und es ist, nach den verschiedenen Stellungen des Kondensators auf der periferischen Skala, eine Tabelle hergestellt

worden, die für jede Stellung des Kondensatorzeigers die entsprechende Wellenlänge unmittelbar angibt. Dieser Wellenmesser kann nach Wunsch so konstruiert werden, daß er jeden beliebigen Wellenlängenumfang besitzt.



Fig. 8.

Der Detektor, *K*, ist ein Kristall von Karborundum, das zwischen zwei Flächenelektroden eingepaßt ist (Karborundum = Siliciumcarbid ist ein sehr harter Stoff, dessen indikatorischen Eigenschaften darauf beruhen sollen, daß das Kristall die elektrische Oszillationen in einer

gewissen Richtung, jedoch nicht umgekehrt, durchläßt, mit anderen Worten eine Ventilwirkung zeigt. Von gewissen Seiten ist auch vermutet worden, daß zwischen dem Kristall und den Elektroden eine thermoelektrische Wirkung auftritt, d. h. daß das Karborundum als Thermodetektor, statt als Ventildetektor anzusehen sei. Wie dem auch sei, so besitzt dieser Karborundumdetektor einen sehr großen Wiederstand, und hat deshalb vorteilhaft mit Hörtelephonen kombiniert werden können). Die große Empfindlichkeit der fraglichen Detektorenanordnung

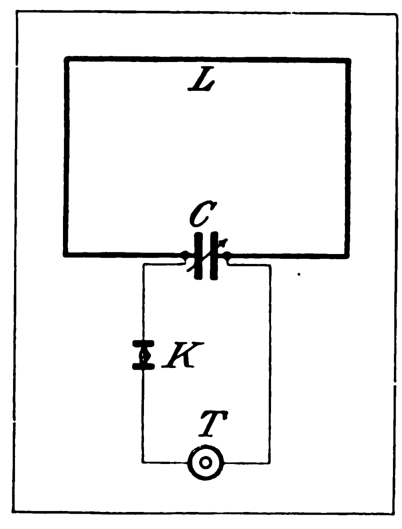


Fig. 9.

beruht auf dem kleinen Potential, welches notwendig ist, um einen Ton im Telephon hervorzubringen. Weitere Vorteile dieser Anordnung sind die große Einfachheit in Konstruktion und Hantierung, sowie das Vermögen sich längere Zeit konstant zu halten. Es sind jedoch einige genau geprüfte gleichartige Kristalle in Reserve vorhanden. Diese sind in der zylinderischen Dose verwahrt, welche in der unteren rechten Ecke des Instrumentkastens sichtbar ist (Fig. 8).

Das Hörtelephon ist von der gewöhnlichen doppelten Art mit federndem Stahlband, welches dasselbe auf dem Kopf des Operateurs festhält. Das Doppeltelephon mit Zubehör, wie Leitungsschnüre und Steckkontakt, sind in zusammengelegten Zustand in dem abgeteilten, gefütterten Fach des Instrumentkastens verwahrt (siehe die Photographie des Instrumentkastens).

Für die Hantierung des Wellenmessers können folgende Instruktionen gegeben werden:

1. Der Deckel des Kastens (welcher während des Transportes geschlossen ist) wird geöffnet und der sich im Deckel befindliche Selbstinduktionsrahmen wird mit dem Kondensator in solcher Weise verbunden, wie ohne weiteres aus Fig. 8 hervorgeht.
2. Ein Karborundumkristall wird zwischen die beiden Flächenelektroden eingepaßt, wobei derselbe während des Einpassens so gedreht wird, daß der deutlichste Ton im Telephon hervorgerufen wird.
3. Das doppelte Hörtelephon wird auf dem Kopf des Operateurs befestigt.
4. In horizontaler Stellung, mit der linken Hand gehalten und mit der Rechten den Kondensator regulierend, wird der Wellenmesser in den Kreis geführt, in welchem die elektrischen Schwingungen auftreten, deren Wellenlänge man sucht. 1—1,5 m dürfte gewöhnlich der günstigste Abstand sein. Das Nähern des Apparates während der ständigen Variation des Kondensators geschieht so lange, bis der Ton im Hörtelephon hervorzutreten beginnt. Eine vorbereitende, approximative Einstellung ist hiermit ausgeführt worden.
5. Um nachher den Resonanzpunkt genauer zu bestimmen, wird der Kondensator in dieser Lage so variiert, daß die Signale zuerst ein wenig verstärkt werden, und nachher dreht man den Wellenmesser so, daß die Signale wieder abgeschwächt werden. Man verfährt auf diese Weise, bis man eine Stellung des Wellenmessers findet, bei welcher nur eine unbedeutende Variation des Kondensators genügt, um die Signale vollständig verschwinden zu lassen.
6. Mit dieser Stellung im Wellenmesser fixiert, wird der Kondensator reguliert, bis der stärkste Ton im Telephon wahrgenommen wird. Durch den Wert, den der Zeiger auf der Skala anzeigt, und mit Hilfe der Tabelle im Deckel erhält man unmittelbar die gesuchte Wellenlänge.

(Schluß folgt.)

Detektoren.

Ein elektrolytischer Detektor.

Von **James E. Ives.**

Im Frühjahr 1904, während ich einige Versuche über elektrolytische Detektoren für die De Forest Wireless Telegraph Co.[1]) ausführte, entdeckte ich eine Form dieser Detektoren, die bis jetzt, soviel ich weiß, noch nicht in einer wissenschaftlichen Zeitschrift beschrieben wurde.

Dieser neue elektrolytische Detektor besteht aus zwei Silberdrähten, die sich in einem einzigen Punkte berühren und eintauchen in eine verdünnte Lösung von Jodkalium oder Bromkalium oder in eine Mischung aus beiden. Die Drähte können knieförmig gebogen oder gerade sein und sich einfach kreuzen. Sobald sie sich berühren, wird der Detektor wirksam. Im Laboratorium zeigte er sich empfindlich und verläßlich, aber in der Praxis reagierte er nicht ganz so gut.

Der Detektor kann geschaltet werden wie in Fig. 1, wo bedeuten:

B Batterie,
C Kommutator,
P Potentiometer,
D Detektor,
A Antenne,
E Erdung,
G Galvanometer,
T Telephon.

Das anzuwendende Potential hängt vom Widerstand des Telephons und des Galvanometers ab, wobei ein größeres Potential nötig ist, die Drähte des Detektors zu präparieren als denselben in Tätigkeit zu setzen. Der Detektor wirkt wie ein Antikohärer, d. h. der ihn durchfließende Strom wird geschwächt während des Empfanges von Signalen; sobald die Zeichen aufhören, kehrt der Detektor sofort in seinen normalen Zustand zurück.

Wenn die Drähte getrennt werden, zeigt sich nur ein geringer Ausschlag des Galvanometers. Im Moment wo sie sich berühren, wird

1) Electrical World and Engineer **44**, 995—997, 1904; Trans. Int. Elect. Congress St. Louis **3**, 596 und 597, 1904.

der Ausschlag größer und der Detektor wird wirksam. Wenn die Drähte fester gegeneinander gedrückt werden, erreicht der Ausschlag seinen Grenzwert und der Detektor setzt in der Wirkung aus. Der Detektor arbeitet gut bei 0,0008 Ampère. Sein scheinbarer Widerstand wurde gefunden durch Substitution eines Widerstandes, der denselben Strom im Kreis hervorbrachte. Auf diese Weise ergab sich, daß der scheinbare Widerstand zwischen 20 und 220 Ohm schwankt. Eine Anzahl Versuche wurden angestellt, den Widerstand des Detektors vermittels der Wheatstone-Brücke und Wechselstrom zu messen, aber es zeigte sich, daß der Strom den Detektor kurz schloß, der unwirksam wurde. Sein Widerstand, gemessen mit der Wheatstone-Brücke, betrug 1 oder 2 Ohm oder weniger; aus eben angegebenem Grunde kann dieser Wert aber nicht als sein wirklicher Widerstandswert angesehen werden. Im erregten Zustand des Detektors erscheint sein Widerstand erheblich vergrößert; er kann sogar doppelt so groß werden.

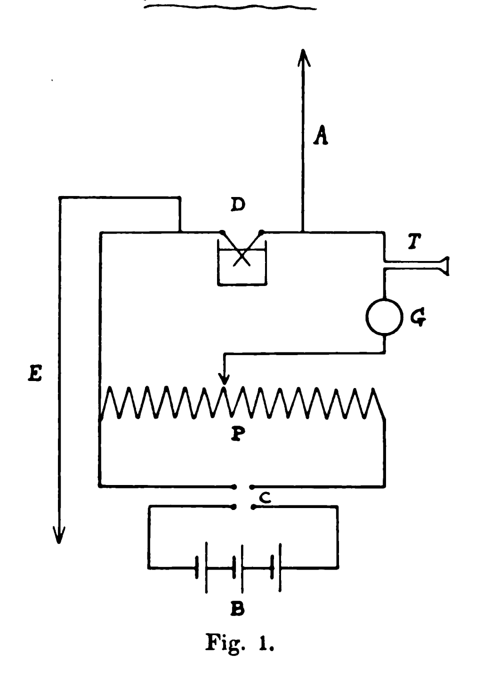


Fig. 1.

Wenn die Silberdrähte, ohne daß sie sich berühren, in eine Lösung von KJ getaucht werden und ein Strom durch den Detektor gesandt wird, so bildet sich an der Anode ein grünlich-gelber Niederschlag von Jodsilber, und die Kathode bleibt fast blank. Der Detektor ist dann im Zustand der Wirksamkeit. Wenn der Strom, während die Drähte in der Lösung KJ sind, umgekehrt wird, so bedeckt sich die neue Anode mit Jodsilber und die neue Kathode mit einem dichten schwarzen Niederschlag, der aus kleinen Partikelchen von freiem Silber besteht. Die gleiche Art von Reaktionen beobachtet man, wenn die Drähte in KBr eingetaucht werden.

Das Verhalten des Detektors, sowohl bei der Untersuchung desselben als während seiner Wirksamkeit wurde unter dem Mikroskop

mit $^1/_3$ oder $^1/_4$ Zoll Objektiven beobachtet. Man sah, daß, wenn ein Strom durchgesandt wurde, sich kleine Auswüchse und Fasern an der Kathode bilden und im geringeren Grade an der Anode und daß, wenn sie sich berührten, der Detektor wirksam wurde. Dies ist in Fig. 2, *a* und *b* gezeigt, die Zeichnungen unter dem Mikroskop darstellen.

Wenn die aus diesen Auswüchsen gebildete Brücke auseinandergerissen wird, so wird eine Anzahl sehr kleiner Partikelchen losgemacht, die wie ein Bienenschwarm aussehen. Wenn der Strom umgekehrt wird, so bedeckt sich die neue Kathode (bisherige Anode) mit

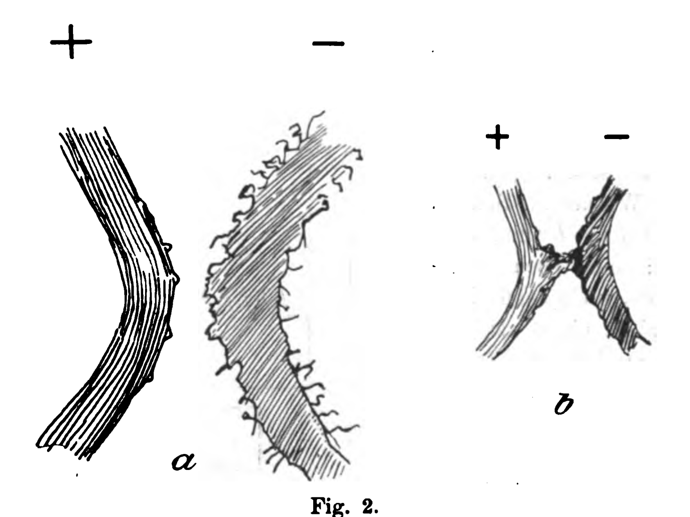


Fig. 2.

einem kräftigen pelzartigen Niederschlag (s. Fig. 2*a*), so daß es aussieht, als wenn sie mit Moos überwachsen wäre. Man kann unter dem Mikroskop gut sehen, wie sich der Raum zwischen den zwei Drähten durch das Wachstum dieser Gebilde ausfüllt. Dieser Vorgang geht viel schneller vor sich, wenn der Detektor durch die Hertzschen Wellen erregt wird, als wenn er nur der Wirkung der lokalen Batterie unterworfen ist. Die Drähte können mit Sorgfalt so weit voneinander entfernt werden, daß die Fasern zwischen ihnen ebenso lang werden, wie der Durchmesser der Drähte selbst, wie es Fig. 2*b* erkennen läßt. Er wurde gefunden, daß der Detektor empfindlicher war, wenn die Drähte zunächst in den KJ- oder KBr-Lösungen präpariert und dann in reinem Wasser benutzt wurden. Bei normaler Wirksamkeit des

Detektors liegen die Drähte dichter zusammen, als wie es die Zeichnungen zeigen und eine Anzahl Brücken ist vorhanden. In einigen Fällen, aber nicht immer, scheint ein Schwarm kleiner Partikelchen aus der Nachbarschaft der Brücken hinausgestoßen zu werden, wenn der Detektor erregt wird. Die Fasern können von sehr kleinem Durchmesser sein. Fig. 3*c* zeigt den Fall einer einzigen Faser; der Detektor arbeitete gut, bis sie abbrach. Durch Vergleich mit einem feinen Wollaston-Platindraht, wie in den Ferrie-Schlömilch-Fessenden-Detektoren verwendet, wurde der Durchmesser zu ungefähr 0,0001 cm gefunden. Die Fasern scheinen von den kleinen Partikelchen aus schwarzem Silber gebildet zu werden und sich von einem Draht zum andern zu erstrecken. Sobald sie brechen, hören die Zeichen im Telephon auf. Ich konnte jedoch kein Anzeigen des Abbrechens der Fasern sehen, während der Detektor erregt war. Nach Fig. 3*a* sah die Brücke wie ein Stück feiner Spitze aus. Es ist selten, daß die Brücke nur von einer einzigen Faser gebildet ist; gewöhnlich ist es wie nach Fig. 3*d*.

Die Partikelchen, aus denen die Fasern gebildet sind, hängen so fest zusammen, daß die Fasern durch Trennen der Drähte auseinandergezogen werden können, ohne sie zu zerbrechen.

Je feiner die Fasern, um so empfindlicher schien der Detektor zu sein, und die feineren Fasern schienen den höheren Tönen zu entsprechen.

Je kräftiger die Brücke, um so tiefer war der Ton. Die Töne im Telephon schienen den Funkenunterbrechungen im Sender zu entsprechen.

Wenn der eine Draht aus Platin und der andere aus Silber bestand so funktionierte der Detektor, wenn der Silberdraht Anode und der Platindraht Kathode war, aber nicht umgekehrt.

Veränderung der Temperatur der Lösung hat keinen merklichen Einfluß auf die Empfindlichkeit des Detektors, da die Temperatur von Zimmertemperatur bis zum Siedepunkt variiert wurde, ohne daß eine Änderung der Empfindlichkeit zu beobachten war. Auch der Druck der Lösung wurde geändert von ungefähr 74 cm bis 124 cm Quecksilber, ohne merklichen Einfluß zu beobachten.

Kupfer-, Messing- und Eisendrähte in KJ oder KBr gaben mehr oder weniger gute Resultate, während Platin-, Gold-, Aluminium- und Zinndrähte überhaupt unbrauchbar waren.

Lösungen von Natriumkarbonat, Jodnatrium, Bromnatrium, Chlorammonium, Chlorlithium, und Jod gelöst in Methylalkohol gaben gute



Resultate mit Silberdrähten; während reines Wasser, Methylalkohol, Kaliumpermanganat, doppeltchromsaures Natrium und Silbernitrat überhaupt keine Resultate mit Silberdrähten gaben. Durch Schaltung

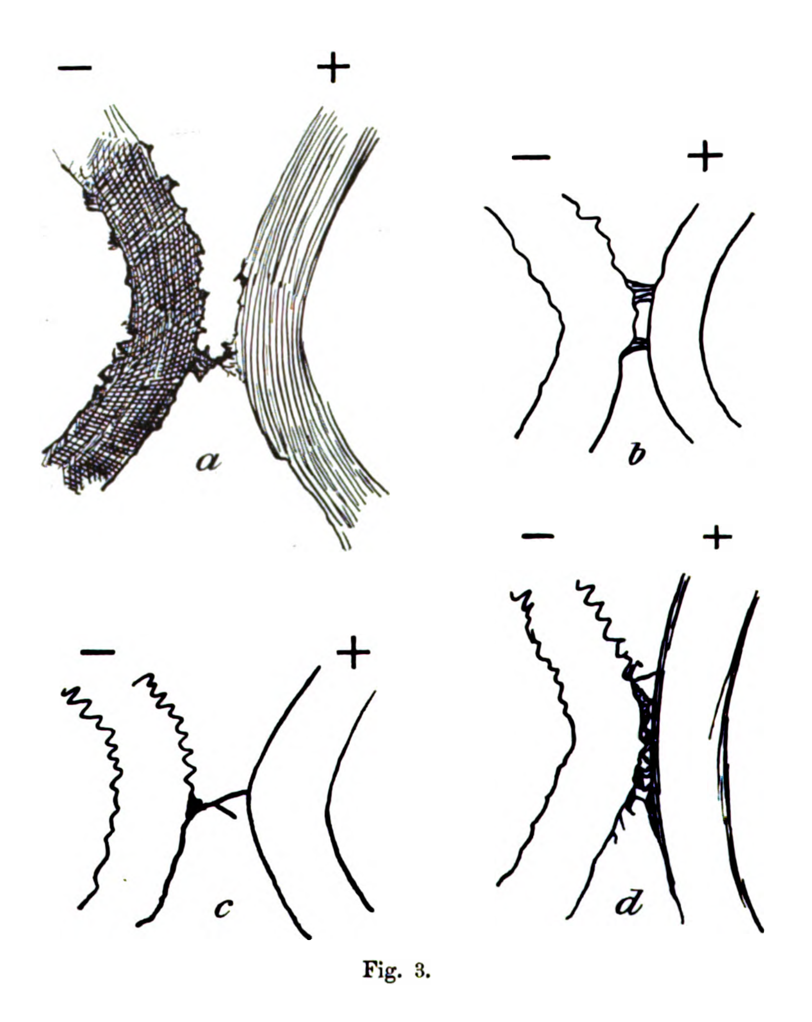


Fig. 3.

eines Kondensators zum Detektor wird der Ton im Telephon tiefer. Ein Kondensator von 1 M.F. Kapazität, mehr noch von 2, 4 und 5 M.F. schnitt die höheren Töne ab, dagegen haben Kapazitäten von weniger als 0,5 M.F. nicht viel Wirkung. Während der Detektor

funktionierte, konnte ich keinerlei Gasblasen auf den Drähten oder in ihrer Nähe entdecken.

Die Empfindlichkeit des Detektors wird erhöht, wenn die Drähte in einer Mischlösung aus den KJ- oder KBr-Lösungen präpariert und dann eingetaucht werden in Alkohol, Äther, Benzin oder Chloroform; sie wird noch mehr gesteigert durch Isolierung der Drähte an den sich nicht berührenden Stellen mit isolierenden Substanzen wie Paraffin, Wachs usw. Es wurden Silberdrähte in einer Lösung von salpetersaurem Silber versucht und schöne Silberbäume auf den Drähten unter dem Mikroskop beobachtet, aber das Telephon reagierte nicht. Die Drähte wurden auch in Silbernitrat präpariert und dann benutzt in Alkohol, ohne befriedigende Resultate zu erhalten. Kupferdrähte, präpariert in Kupfersulfat und benutzt in Alkohol, gaben gute Resultate.

Diese Resultate scheinen zu zeigen, daß der wesentliche Teil des Detektors besteht in der Kette feiner Partikelchen aus Silber, die sich von dem einen Draht zum anderen erstrecken, und daß, je größer der Widerstand der aktiven Flüssigkeit ist, um so größer die Empfindlichkeit wird.

Es erscheint schwierig eine befriedigende Theorie der Wirkung des Detektors aufzustellen; sie mag auf Widerstandsänderung der Brücken, die aus den Silberpartikelchen gebildet werden, beruhen, oder auf gewissen Polarisationsbedingungen an der Oberfläche der Partikelchen oder auf beiden Ursachen zusammen.

Universität Cincinnati, Mai 1910.

(Nach dem Englischen von G. Eichhorn.)

(Eingesandt 31. Mai 1910.)

Patentschau.

Von **H. Eales.**

Anordnungen zur Erzeugung elektrischer Schwingungen.

Das D. R. P. Nr. 225459 von Ernst Ruhmer in Berlin betrifft einen Schwungradschwingungskreis für Lichtbogenerreger; er besteht aus einem dem Lichtbogen parallel geschalteten, auf den Hauptkreis abgestimmten Hilfskreis. Im Gegensatz zu bereits bekannten Schwungradschaltungen, bei denen der Schwungradschwingungskreis sehr fest

mit dem Nutzkreis gekoppelt ist, ist hier der Hilfsschwingungskreis mit dem Hauptschwingungskreise äußerst lose gekoppelt. Die Eigenschwingung dieses Schwungradkreises, dem im allgemeinen keine Energie entzogen wird, muß dann genau die gleiche sein wie die des Nutzschwingungskreises. Vorteilhaft soll es dabei sein, das Verhältnis von Kapazität zur Selbstinduktion beim Schwungradschwingungskreis größer zu machen als beim Nutzschwingungskreis.

Das D. R. P. Nr. 225056 desselben Erfinders richtet sich auf eine Anordnung zur Erzeugung von Zügen gedämpfter elektrischer Schwingungen, die in ihrer Aufeinanderfolge den auf ein oder mehrere Mikrophone wirkenden Schallwellen entsprechen. Die Kennzeichen bestehen darin, daß die Mikrophone und die Mikrophonbatterie mit einem

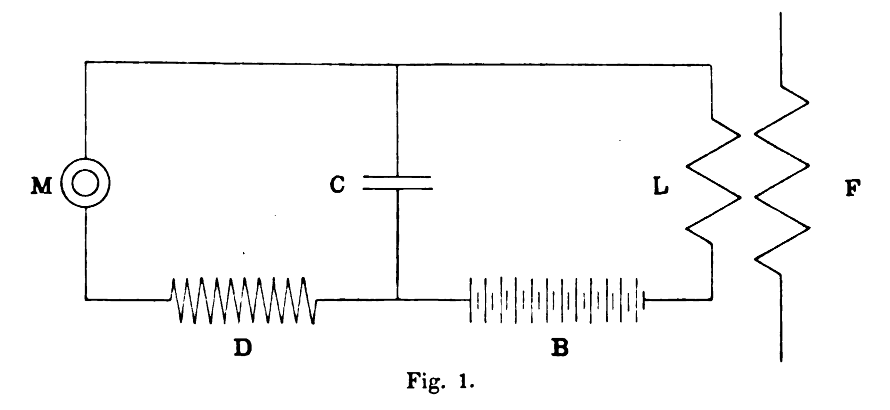


Fig. 1.

geschlossenen Schwingungskreise angehörenden Kondensator derart vereinigt sind, daß die Schwingungserzeugung ausschließlich durch die Mikrophonströme hervorgerufen wird. Fig. 1 zeigt als Beispiel die einfachste Ausführungsform einer derartigen Schaltung, bei der das Mikrophon M parallel zu der Kapazität C des geschlossenen Schwingungskreises geschaltet ist, der gleichzeitig die Stromquelle B für das Mikrophon enthält. In den Mikrophonnebenkreis kann eine Drosselspule D eingeschaltet werden, um einen Ausgleich der Schwingungen über das Mikrophon zu verhüten. Die Übertragung der entstehenden Schwingungen auf den zur Fernübertragung dienenden Leiter F erfolgt in bekannter Weise durch direkte oder indirekte Koppelung mit der Selbstinduktionsspule L des Schwingungskreises oder einem Teil derselben.

Das D. R. P. Nr. 225057 der Marconi's Wireless Telegraph

Co. Ltd. in London betrifft eine Vorrichtung zur Erzeugung elektrischer Schwingungen, insbesondere für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie und Telephonie, die in Fig. 2 in einer Ausführungsform dargestellt ist. Die mit *a* bezeichnete Metallscheibe ist auf einem gegen Erde isolierten Gestell *b b* gelagert. Diese Metallscheibe wird durch einen Elektromotor oder eine Turbine angetrieben und dreht sich mit außerordentlich großer Geschwindigkeit zwischen ruhenden oder sich drehenden Metallkugeln *c c*, die in den ebenfalls isolierten Ständern *d d* gelagert sind. An die Kugeln *c c* sind die Enden des Schwingungskreises mit dem Kondensator *e* und der Primärspule *f* des die Hochfrequenzströme nach der Antenne *g* übertragenden Transformators angeschlossen. *i i* sind Widerstände oder Selbstinduktionsspulen im Stromkreis der Stromquelle *h*. Durch das Zusammenwirken der kugelförmigen Elektroden *c c* und durch die hohe Geschwindigkeit der zwischen den Kugeln kreisenden Spule *a* sollen besonders gleichmäßige lichtbogenfreie Funkenperioden erzielt werden.

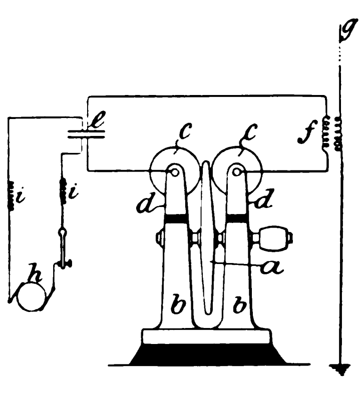


Fig. 2.

D. R. P. 225 058 derselben Gesellschaft hat eine denselben Zwecken dienende ähnliche Anordnung zum Gegenstande, die in Fig. 3 in einem Ausführungsbeispiel dargestellt ist. Gemäß dieser Erfindung werden ganz spitze Kontaktstücke *d d* am Rande einer beliebig großen Scheibe *a*, die mit beliebig großer Geschwindigkeit rotieren kann, angeordnet. Die Scheibe *a* wird in isolierten Lagern *b b* gelagert und durch eine geeignete Antriebsvorrichtung in rasche Umdrehungen versetzt. *e e* sind die Elektroden, die aus rotierenden Scheiben mit scharfen Rändern bestehen; sie wirken mit den spitzen Kontaktstücken *d d* zusammen und ergeben einen äußerst scharfen Kurzschluß für die Funkenstrecke. *o n m l* ist der Antrieb für die Elektrodenscheiben *e e*, *f g* der Schwingungskreis, *k i* der Ladestromkreis und *h* die Antenne.

Fessenden schlägt in dem D. R. P. Nr. 225 256 ein neues Verfahren zum Übertragen von Zeichen ohne fortlaufenden Leitungsdraht vor. Er will zum Senden oder Empfangen geschlossene, kernlose senkrecht angeordnete, in der Sende- oder Empfangsrichtung gelegene und

auf die Wellenlänge abgestimmte Schleifen oder Spulen verwenden, welche, wenn sie von quasistationären Strömen hoher Frequenz durchflossen werden, in der Ebene ihrer Windungen Ätherwellen ausstrahlen, bzw. wenn sie von in der Ebene ihrer Windungen fortschreitenden Ätherwellen getroffen werden, von quasistationären hochfrequenten Strömen durchflossen werden. Die ausgestrahlten und die aufgefangenen Wellen sollen dabei lediglich rein magnetische Wellen unter Ausschluß

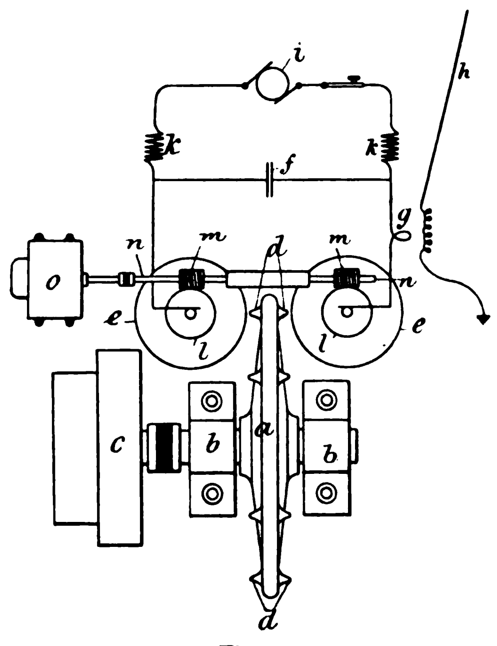


Fig. 3.

jeder elektrostatischen Wellenausstrahlung sein, da ja in jedem Augenblicke in allen Querschnitten der Windung oder Windungen die gleiche Stärke des hochfrequenten Stromes vorhanden ist. Um eine derartige quasistationäre Strömung zu erhalten, müssen natürlich die Dimensionen der Schleife wesentlich kleiner sein als die Wellenlänge, da ja sonst keine quasistationären Ströme auftreten könnten, vielmehr Knoten und Brüche auftreten müßten.

Auch Prof. J. A. Fleming hat sich in England eine ähnliche Anordnung schützen lassen durch das britische Patent 11582 vom Jahre 1907; auch er will rein magnetische Wellen ausstrahlen lassen; eine

theoretische Behandlung dieser Art der Energiestrahlung findet sich überdies in dem bekannten Buche von Prof. J. A. Fleming, An Elementary Manual of Radiotelegraphy and Radiotelephony, 1908, Seite 141—144 (§ 3) und Seite 165.

Schaltung von Empfangsstationen.

Das Patent Nr. 218098 von A. Sinding-Larsen in Christiania richtet sich auf eine Schaltung von Empfangsstationen für elektrische Wellen zur ausschließlichen Auslösung eines bestimmten Empfängers aus einer Anzahl von solchen unter Ausschluß der übrigen mittels Sperrelais. Das Wesen der Erfindung besteht darin, daß der auf die ankommenden Wellen abgestimmte Empfänger mittels seines Sperrelais die sämtlichen übrigen Empfänger ausschaltet, also sowohl die mit größerer Wellenlänge als auch die mit kleinerer Wellenlänge. Auf diese Weise ist mit Sicherheit erreicht, daß nur derjenige Apparat, welcher gemeint ist, in Tätigkeit tritt.

Bei der Empfangsschaltung der Compagnie Générale Radiotélégraphique Carpentier, Gaiffe, Rochefort in Paris nach D. R. P. Nr. 225156 werden vier nach Art eines elektrischen Ventils wirkende Detektoren verwendet, die so angeordnet sind, daß an das eine Ende eines zweipoligen Resonators das Metall des ersten Ventils und der Elektrolytteil des zweiten, an das andere Ende dieses Resonators das Metall des dritten Ventils und der Elektrolytteil des vierten angeschlossen sind, wobei die Elektrolytteile des ersten und dritten sowie das Metall des zweiten und vierten Ventils leitend miteinander verbunden sind. Von diesen beiden Verbindungsleitungen ist ein Gleichstromkreis abgezweigt, in welchen ein Widerstand mit verstellbarem Läufer, ein fester Widerstand sowie ein eigentlicher Empfänger (Telephon, Relais, Umschalter usw.) eingeschaltet sind.

(Eingesandt 5. September 1910.)

Bei der Redaktion eingegangene Bücher und Schriften.

(Die Redaktion behält sich die Besprechung einzelner Werke vor.)

Die elektrischen Messinstrumente. Darstellung der Wirkungsweise der gebräuchlichsten Meßinstrumente der Elektrotechnik und kurze Beschreibung ihres Aufbaus von Dipl.-Ing. J. Herrmann, a. o. Professor der Elektrotechnik an der Kgl. Technischen Hochschule in Stuttgart. Mit 195 Figuren. (Sammlung Göschen Nr. 477.) G. J. Göschensche Verlagshandlung in Leipzig. Preis in Leinwand gebunden M. —.80

Es fehlt in der elektrotechnischen Literatur an einer kurzen, übersichtlichen und vollständigen Zusammenstellung der elektrischen Meßinstrumente. Die einschlägigen Werke behandeln alle neben den Meßinstrumenten auch die Meßmethoden. Dabei kommen in der Regel die Meßinstrumente selbst zu kurz, insbesondere diejenigen, welche nicht das Laboratorium, sondern die Praxis benötigt. Diesem Mangel soll das vorliegende kleine Buch abhelfen und dem Studierenden wie dem Praktiker die Möglichkeit geben, sich über die zuzeit üblichen und marktfähigen Meßinstrumente zu orientieren, ihre Wirkungsweise, ihre Vorzüge und Nachteile kennen zu lernen. Auf die Meßmethoden ist nur soweit eingegangen, als es zum Verständnis der Instrumente selbst nötig ist. Auf diese Weise ist es gelungen, in dem knappen Rahmen eines Bändchens der Sammlung Göschen eine wenn auch kurze, so doch vollständige Zusammenstellung der elektrischen Meßinstrumente zu geben. Die große Zahl von 195 Figuren trägt wesentlich zum leichten Verständnis der knappen Darstellung bei.

Das Büchlein bildet eine willkommene Ergänzung zu den ebenfalls in der Sammlung Göschen jetzt schon in zweiter Auflage erschienenen 3 Bändchen „Elektrotechnik“ aus der Feder desselben Verfassers.

Technisches Wörterbuch, enthaltend die wichtigsten Ausdrücke des Maschinenbaues, Schiffbaues und der Elektrotechnik. IV. Teil: Französisch-Deutsch von Erich Krebs. (Sammlung Göschen Nr. 454.) G. J. Göschensche Verlagshandlung in Leipzig. Preis in Leinwand gebunden M. —.80

Das vorliegende kleine Wörterbuch soll dem praktischen Ingenieur für ein Billiges auf der Reise im Ausland und bei der Lektüre französischer Fachliteratur als Nachschlagebüchlein dienen und ihm die Hauptausdrücke des modernen Maschinenbaues, Schiffbaues und der Elektrotechnik bringen.

Die maschinentechnischen Wörter umfassen die Bezeichnungen der wichtigsten Teile von Dampfkesseln, Kolbendampfmaschinen und Dampfturbinen, Lokomotiven und Kraftfahrzeugen, Explosionsmotoren, Pumpen, Hebe- und Werkzeugmaschinen.

Unter den Ausdrücken des Schiffbaues enthält das Buch die gebräuchlichsten Fachwörter aus der Theorie des Schiffes und dem Gebiete des praktischen See- und Flußschiffbaues. Auch fanden einige Ausdrücke der Nautik und des Wassersportes Aufnahme, soweit sie für den Schiffbau in Betracht kommen.

Von den elektrotechnischen Fachwörtern wurden die wichtigsten der modernen Stark- und Schwachstromtechnik gewählt, unter ihnen befinden sich auch die Spezialausdrücke der Funkentelegraphie und Röntgentechnik.

Neben den Bezeichnungen der gebräuchlichsten Werkzeuge wurden schließlich auch die Hauptausdrücke der Mathematik und Mechanik nicht außer acht gelassen.

Fortschritte der Elektrotechnik, herausgegeben von Dr. Karl Strecker. Das Jahr 1909. Drittes Heft. Verlag von Julius Springer, Berlin 1910. Preis brosch. M. 10.—

AEG-Zeitung. In der Juni-Nummer, deren Titelbild eine AEG-Curtis-Turbine von 7500 PS Leistung in der Zentrale Rummelsburg der BEW zeigt, wird der Abdruck des Vortrages des Oberingenieur Gaze über „Elektrische Wasserförderungs-Anlagen" geschlossen, der von Dolivo-Dobrowolsky über das Thema: „Wie mißt man elektrische Ströme?" fortgesetzt. Die Serie von Beiträgen über „Neue Anwendungsgebiete der Elektrizität" behandelt diesmal „Elektrisches Schweißen". Saisongemäß ist ein Aufsatz über Ventilatoren. Die elektrische Installation in der Börse von Oporto gibt Gelegenheit, dieses geradezu feenhaft wirkende Gebäude vorzuführen. Von den exotischen Anlagen der AEG wird auch die Kraftstation Habana in Bild und Wort dargestellt.

AEG-Zeitung. In der Juli-Nummer, deren Titelblatt das wirksame Bild der Metallgießerei des Kabelwerk Oberspree zeigt, beginnt der Abdruck des von Herrn Heinrich Treitel im Emscher Bezirksverein Deutscher Ingenieure zu Gelsenkirchen gehaltenen Vortrages über AEG-Turbinen, die hier in systematischer Darstellung behandelt werden. Es folgt eine Mitteilung über neue Bestellungen für Wechselstrombahnen. In einem Aufsatz über elektrische Großzentralen wird deren technische und wirtschaftliche Überlegenheit erwiesen. Eine Arbeit über die Sicherheitseinrichtungen im deutschen Eisenbahnbetriebe legt dar, in welchem Maßstabe sich hier die Elektrotechnik betätigt und bespricht des Näheren die von der AEG gebauten Stellwerke, das bisher einzige System, das vom Stellwerksausschuß der preußisch-hessischen Bahnen in allen Einzelheiten geprüft und anerkannt ist. In dem Schlußartikel der vorliegenden Nummer der AEG-Zeitung werden die Wirkungen der elektrischen Beleuchtung an dem Deutschen Hause der Brüsseler Weltausstellung vorgeführt.

Breisig, F., Theoretische Telegraphie. Verlag Friedr. Vieweg & Sohn. Braunschweig 1910. Per Heft M. 2.50

K. Willy Wagner, Der Lichtbogen als Wechselstromerzeuger. IV u. 119 S. mit 44 Textfiguren. Verlag S. Hirzel, Leipzig 1910. Geh. M. 3.60, geb. M. 4.50

K. Moritz, Berechnung und Konstruktion von Gleichstrommaschinen. VII u. 160 S. mit 83 Abbildungen, 4 Konstruktionstafeln und 10 Kurventafeln. Verlag Hachmeister & Thal in Leipzig. 1910. Geb. M. 4.50

H. Rudolf, Die mechanische Erklärung der Naturerscheinungen, insbesondere der Relativbewegung, des Planckschen Wirkungselements und der Gravitation. Verlag von W. Groos (L. Meinardus), Koblenz 1910.

Gustav Mie, Lehrbuch der Elektrizität und des Magnetismus. XX u. 736 S. mit 361 Abbildungen. Verlag Ferdinand Enke, Stuttgart 1910.

Erich Krebs, Technisches Wörterbuch I, II, III. IV. Sammlung Göschen Nr. 395/6, 453/4. G. J. Göschensche Verlagsbuchhandlung, Leipzig 1910. à M. —.80

J. Herrmann, Die elektrischen Meßinstrumente. Sammlung Göschen Nr. 477. G. J. Göschensche Verlagsbuchhandlung, Leipzig 1910. à M. —.80

Otto Berg, Das Relativitätsprinzip der Elektrodynamik. Verlag Vandenhoek & Ruprecht, Göttingen 1910. M. 1.60

Literaturverzeichnis.

Abraham, M., Enzykl. d. math. Wiss. **5** (2), 483, 1910. Elektromagnetische Wellen.

Alexanderson, E. F. W., Ztschr. f. Instrumentenkunde **30**, 164, 1910. (Ref. über Proc. Ann. Inst. of Electr. Eng. **28**, 655, 1909.) Wechselstrommaschine für die Frequenz 100000.

Arco, Graf G., Elektrot. Ztschr. **31**, 506, 1910. Das neue Telefunkensystem (vgl. Electrician **65**, 357, 1910).

Arndt, Siegfried, Ber. über d. Verh. d. Kgl. Sächs. Ges. d. Wiss. Leipzig. Mathem. Phys. Kl. **61**, 117, 1909. Ein neuer Generator für Stoßerregung zur Erzeugung elektrischer Schwingungen verschiedenster Schwingungsdauer.

Baker, T. Thorne, Nature **84** (Nr. 2129), 220, 1910. The telegraphy of photographs, wireless and by wire.

Barreca, P., La Lum. él. **32** (X, 2), 400, 1910. Considérations sur la puissance rayonnée par une antenne et sa mesure expérimentale dans un cas particulier (vgl. N. C. [5] **18**, 353, 1909 und Referat in Ann. Phys. Beibl. **34**, 881, 1910).

Bellini-Tosi, Compas Azimutal Hertzien Bellini-Tosi pour la navigation en temps de brume. Paris 1910.

Bethenod, J., Ann Phys. Beibl. **34**, 887, 1910 (Ref. über Bull. soc. int. Electr. (2) **10**, 135, 1910). Über die Anwendung des Stoneschen Zwischenkreises in der Radiotelegraphie und Radiotelephonie.

Breisig, F., Theoretische Telegraphie. Braunschweig 1910. (Verlag Friedr. Vieweg & Sohn.)

Brenot, Paul, La Lum. él. **32** (XI), 163, 195, 1910. Chronique de télégraphie et téléphonie sans fil.

Brick, H., Ztschr. f. Schwachstr. **4**, 312, 340, 1910. Der Quecksilberdampf-Gleichrichter.

Brown, S. H., Elektrot. Ztsch. **31**, 612, 1910 u. L'Électricien **30** (Tome 40) 36, 1910. Neues Telephonrelais (vgl. Béla Gáti, Electrician **65**, 530, 1910).

Campbell, Albert, Nat. Phys. Lab. Coll. Res. **6**, 67, 1910. On the measurement of wave-length for high frequency electrical oscillations.

— u. **Eckersley, T. L.**, Nat. Phys. Lab. Coll. Res. **6**, 129, 1910. On the insulation of inductive coils.

Cambpell, Albert, Ztschr. f. Instrumentenkunde **30**, 227, 1910 (Ref. über Phil. Mag. **19**, 497, 1910). Über den Gebrauch von Variatoren der gegenseitigen Induktion.

Cook, Gilbert, s. Lamb, Horace.

Corbino, O. M., Ann. Phys. Beibl. **34**, 550, 1910 (Ref. über N. Cim. (5) **17**, 280, 1909). Über die Erzeugung von Drehfeldern mittels gedämpfter Schwingungen in der Artomschen Anordnung.

Debye, P., s. Hondros, D.

Dieckmann, Max, Münchener Sitzungsber. 1910. Funkentelegraphische Empfangsstörung.

Dubilier, William, Electrician **65**, 472, 1910. A new wireless telephone transmitter.

Ducretet, F. u. Roger, E., C. R. **151**, 53, 1910. Appareil pour la réception de l'heure à domicile et à bord des navires par la télégraphie sans fil.

Eckersley, T. L., s. Campbell, Albert.

Einthoven, W., Ann. Phys. Beibl. **34**, 729, 1910 (Ref. über Arch. f. d. ges. Physiol. **130**, 287, 1909). Die Konstruktion des Saitengalvanometers (vgl. P. Hertz, Zur Theorie des Saitengalvanometers. Ztschr. f. Math. u. Phys. **58**, 1, 1910).

Electrician 65, 314, 1910. Long distance wireless tests (U. S. A. Navy Department).

Emde, Fritz, Elektrot. Ztschr. **31**, 675, 1910. Die Schwingungszahl des Blitzes.

Feddersen, W., Ber. über d. Verh. d. Kgl. Sächs. Ges. d. Wiss. Leipzig, Mathem. phys. Kl. **61**, 153, 1909. Zur Entdeckung der elektrischen Wellen.

Ferrié, Journ. d. Phys. (4) **9**, 526, 1910. Nouveaux appareils de mesure (un fréquencemètre pour courants alternatifs; un ondemètre; un ohmmètre).

Fischer, C., Ann. Phys. **32** (4), 979, 1910. Strahlungsdekrement, wirksame Kapazität und Selbstinduktion einer Antenne.

Galletti, R. C., Electrician **65**, 364, 1910. Efficiency of short spark methods of generating electrical oscillations (Diskussion mit Dr. Eccles, vgl. ebenda S. 403, 485).

Garbasso, Antonio, Rendiconti della R. Acc. dei Lincei **19**, 724, 1910. Sur la radiazione di un antenna inclinata.

Glatzel, Br., Verh. D. Phys. Ges. **12**, 590, 1910. Eine neue Methode zur Erzeugung von Hochfrequenzströmen nach dem Prinzip der Stoßerregung.

Habicht, C. u. P., Phys. Ztschr. **11**, 532, 1910. Elektrostatischer Potentialmultiplikator nach A. Einstein.

Helsby, Electrician **65**, 277, 1910. The Helsby wireless telegraph and telephone systems.

Hevesy, H. v. u. Wolff, E., Phys. Ztschr. **11**, 473, 1910. Über das Silber-Nickel-Thermoelement.

Hondros, D. u. Debye, P., Ann. Phys. **32**, 465, 1910. Elektromagnetische Wellen an dielektrischen Drähten.

Ives, I. E., Ann. Phys. Beibl. **34**, 879, 1910 (Ref. über Phys. Rev. **30**, 199, 1910). Die Wellenlänge und Oberschwingungen eines linearen elektrischen Senders.

Kann, L., Phys. Ztschr. **11**, 503, 1910. Apparat zur Bestimmung der Konstanten elektrischer Schwingungskreise mittels Nullmethoden (vgl. Physikal. Ztschr. **11**, 769, 1910 Graf Arco).

Kiebitz, Franz, Ann. Phys. **32** (4), 941, 1910. Versuche über drahtlose Telegraphie mit verschiedenen Antennenformen.

Koenigsberger, J. u. Kilchling, K., Ann. Phys. **32**, 843, 1910. Über das Verhalten gebundener Elektronen gegen elektromagnetische Strahlung in festen Körpern.

Lamb, Horace u. Cook, Gilbert, Phil. Mag. **20** (6. Nr. 116), 303, 1910. A hydrodynamical illustration of the theory of the transmission of aerial and electrical waves by a grating.

Lange, Gertrud, Ann. Phys. **32**, 589, 1910. Beiträge zur Kenntnis der Lichtbogenhysteresis.

Larmor, J., Phil. Mag. **20** (6. Nr. 116), 350, 1910. On the statistical theory of radiation.

Léauté, André, Recherches sur la décharge des condensateurs. Paris (Gauthier-Villars) 1910.

Lewitskaja, M., Ann. Phys. Beibl. **34**, 734, 1910 (Ref. über J. d. russ. phys.-chem. Ges. **41**, Phys. T. 276, 327, 1909). Strahlung eines geradlinigen Resonators im Bereiche kurzer elektrischer Wellen.

Lichtenecker, Karl, Phys. Ztschr. **11**, 507, 1910. Die Erzeugung von Gleichstrom durch eine sinusförmige elektromotorische Kraft in einem Kreis mit veränderlichem Widerstand.

Lindemann, R., Verh. D. Phys. Ges. **12**, 572, 1910. Die Energieverluste in mehrlagigen Spulen bei schnellen Schwingungen.

Majorana, Q., Ann. Phys. Beibl. **34**, 888, 1910 (Ref. über Mem. R. Acc. dei Linc. [5] 7, 655, 1910). Untersuchungen über drahtlose Telephonie

Marchand, H., L'Électricien **30** (Tome 39), 325, 1910. Le galvanomètre Einthoven.

— L'Électricien **30** (T. 40), 25, 1910. Nouveau transmetteur microphonique (Collins).

Martienssen, O., Phys. Ztschr **11**, 448, 1910. Über neue Resonanzerscheinungen in Wechselstromkreisen (vgl. ebenda S. 648 L. Kann).

Merczyng, H., Ann. Phys. **33** (11), 1, 1910. Studien über das elektrische Spektrum im Gebiete sehr kurzer Wellen.

Montpellier, J. A., Ztschr. f. Schwachstr. **4**, 256, 1910. Die radiographische Station von Boulogne-sur-Mer (Bellini-Tosi).

— L'Électricien **30**, 353, 1910. Millivolt-ampèremeter de précision, système P. Gossen (pour la mesure des courants continus et des courants alternatifs).

Mosler, Elektrot. Ztschr. **31**, 706, 1910. Über die Abhängigkeit der Stoßzahl beim Wienschen Sender.

M'Whan, J., Electrician **65**, 249, 1910. Spark-gap phenomena.

Nasmyth, G. W., Ann. Phys. Beibl. **34**, 886, 1910 (Ref. über Phys. Rev. **30**, 281, 1910). Experimente über Stoßerregung mit dem singenden Bogen von Lepel.

Nesper, Eugen, Helios **16**, 266, 1910. Die wichtigsten deutschen Patente der drahtlosen Telephonie.

Nicholson, J. W., Phil. Mag. **20** (115), 157, 1910. On the bending of electric waves round a large sphere. II.

Nordström, Gunnar, Phys. Ztschr. **11**, 440, 1910. Zur elektromagnetischen Mechanik.

Oeven, D., Electrician **65**, 480, 1910. Short spark gaps.

Peukert, W., Elektrot. Ztschr. **31**, 636, 1910. Neues Verfahren zur Messung magnetischer Felder.

Phillips, W. C. S., s. Sumpner, W. E.

Pierce, George W., Proc. Amer. Acad. **45**, 323, 1910. Experiments on the electrical oscillations of a Hertz rectilinear oscillator.

— Elektrot. Ztschr. **31**, 821, 1910 (Ref. über The Phys. Rev. **29**, 56, 1909). Untersuchung des elektrolytischen Wellenanzeigers mit dem Oszillographen.

Poincaré, H., C. R. **150**, 1471, 1910. Sur les signaux horaires destinés aux marins.

— La Lum. él. **32** (X, 2), 355, 387, u. (XI), 7, 1910. Sur la diffraction des ondes hertziennes.

Quincke, G., Ann. Phys. **32** (4), 889, 1910. Über elektrische Staubfiguren auf Isolatoren und durchgehende, reflektierte, sekundäre und rückläufige elektrische Strahlen.

Reinganum, Max, Phys. Ztschr. **11**, 460, 1910. Ein einfaches elektrodynamisches Telephon.

Roger, E., s. Ducretet, F.

Shuddemagen, C. L. B., Ann. Phys. Beibl. **34**, 657, 1910 (Ref. über Proc. Amer. Acad. **44**, 467, 1909). Rückstandsladungen in Dielektrika.

Story jr., W. E., Ann. Phys. Beibl. **34**, 886, 1910 (Ref. über Phys. Rev. **30**, 236, 1910). Versuche mit dem Poulsen-Bogen.

Sumpner, W. E. u. **Phillips, W. C. S.,** Phil. Mag. **20** (6. Nr. 116), 309, 1910. A galvanometer for alternate current circuits.

Terazawa, K., Ann. Phys. Beibl. **34**, 623, 1910 (Ref. über Tokyo Proc. (2) **5**, 84, 1909). Die Selbstinduktion eines Kreisringes von kleinem Querschnitt.

Thomson, J. J., Phil. Mag. **20** (115), 238, 1910. On the theory of radiation.

Thurn, H., Ztschr. f. Schwachstr. **4**, 324, 406, 1910. Die Funkentelegraphie in Kriegszeiten und Ausbau des Telegraphenkriegsrechts als Sonderrecht.

Tschernischew, A., Phys. Ztschr. **11**, 445, 1910. Absolute Spannungsmesser für Spannungen von 10000 bis 180000 Volt (vgl. Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. **42**, phys. T. 161, 1910).

Wagner, Willy, Der Lichtbogen als Wechselstromerzeuger. Leipzig (S. Hirzel) 1910.

Walter, L. H., Ann. Phys. Beibl. **34**, 882, 883, 1910 (Ref. über Electrician **64**, 790, 1910). Die Strahlung gerichteter Antennen in der drahtlosen Telegraphie.

— Ann. Phys. Beibl. **34**, 884, 1910 (Ref. über Electrician **64**, 550, 1910). Peukerts Hochfrequenz-Generator für drahtlose Telegraphie nach der Löschfunkenmethode.

Wasmus, A., Elektrot. Ztschr. **31**, 561, 1910. Aus dem Anwendungsgebiet der Polyfrequenz-Abreißfunkenstrecken.

Wertheim-Salomonson, J. K. A., Phys. Ztschr. **11**, 538, 1910. Die Vorgänge im Induktionsapparat.

Wolff, E., s. Hevesy, G. v.

Woodmann, L. E. u. Webb, H. W., Phys. Rev. **30**, 561, 1910. A study of the multiple reflections of short electric waves between two or more reflecting surfaces.

— — Ann. Phys. Beibl. **34**, 880, 1910 (Ref. über Phys. Rev. **30**, 192, 1910). Über Empfänger für elektrische Wellen.

Detektoren.

1. Kohärer.

Eccles, W. H., Phil. Mag. **19** (114), 869, 1910 u. Nature **83**, 477, 1910. On Coherers.

— Phil. Mag. **20** (115), 128, 1910. On an oscillation detector actuated solely by resistance-temperature variations.

Szilard, B., C. R. **150**, 1670, 1910. Une action à distance sur le cohéreur, produite par les contacts métalliques.

2. Elektrolytische Detektoren.

Jégou, Paul, C. R. **150**, 1307, 1910. Détecteur électrolytique très sensible fonctionnant sans force électromotrice auxiliaire.

3. Thermische Detektoren.

— — — — — — — — — — — — — — — — — — —

4. Magnetische Detektoren.

— — — — — — — — — — — — — — — — — — —

5. Diverse Detektoren.

Tissot, C., L'Électricien **30** (Tome 39), 331, 1910. Contribution à l'étude des détecteurs à contacts solides (vgl. Soc. Franç. de Phys. Nr. 308, 4—7, 1910).

(Eingesandt 25. August 1910.)

Bücherbesprechungen.

Ostwald, W., Die Energie („Wissen und Können", Band 1. Leipzig, Verlag von Johann Ambrosius Barth, 1908).

Das fesselnde, in der edlen Form seines Ausdrucks an die Helmholtzschen populären Schriften erinnernde Werk über die Entwickelung der Energetik ist bereits weitesten Kreisen bekannt geworden, weshalb wir uns darauf beschränken, das Inhaltsverzeichnis wiederzugeben: Einführung; Älteste Geschichte der Energetik; Das Perpetuum mobile; Die Dynamik; Das mechanische Wärmeäquivalent; Der zweite Hauptsatz; Energie und Entropie; Die Energetik; Das Intensitätsgesetz; Die materiellen Faktoren; Das Leben; Die geistigen Erscheinungen; Soziologische Energetik. Ob uns das Bild der Proteusgestalt der Energie, die in ihrem beständigen Wechsel das ganze bunte Wechselspiel der Natur darstellen soll, erkenntnistheoretisch weiter bringt, wie es Ostwald annimmt, bleibt wohl eine offene Frage. E.

(Eingesandt 25. August 1910.)

Jahrbuch
der
drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 4. 1910. Heft 2.

Der radiotelegraphische Gleichstrom-Tonsender der C. Lorenz Aktiengesellschaft (Berlin).

Bei meiner letzten Anwesenheit in Berlin konnte ich mit Erlaubnis der C. Lorenz Aktiengesellschaft ihre Großstation in Eberswalde besichtigen unter freundlicher Führung ihres Herrn Dr. Eugen Nesper. Über die praktische Konstruktion der 70 m hohen Maste ist früher im Jahrbuch (**3**, 399, 1910) berichtet worden; sobald dieselben auf dem Hilfsgerüst montiert sind, ist in wenigen Stunden ihre Aufrichtung ausgeführt. Dem eigentlichen Zweck meines Besuches diente die Vorführung des neuen Tonsenders. Es sei kurz folgendes rekapituliert.

Mittels des Poulsenschen Lichtbogengenerators war es 1906 zum ersten Male gelungen, ungedämpfte Schwingungen für die drahtlose Nachrichtenübermittelung zu erzeugen und auszustrahlen. Die Folge davon war, da die C. Lorenz Aktiengesellschaft ihr besonderes Augenmerk auf möglichst schwachgedämpfte Empfänger legte und ihr hierbei die Poulsen-Pedersenschen Tickerschaltungen besonders zu Hilfe kamen, eine ganz außerordentliche, vorher nie erreichte Abstimmfähigkeit und Störungsfreiheit zu erzielen.

Um jene Zeit kam aus Amerika die Methode[1]), die Funkenübergänge bei gewöhnlichen Funkensendern so zu steigern, daß sie rhythmisch die Telephonmembran des Empfängers erregten und hierdurch ein tönendes Geräusch hervorbrachten, welches sich in vielen Fällen gut aus atmosphärischen Störungen und unter Umständen auch aus anderen Radiotelegrammen heraushören ließ. In Deutschland griff die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie diesen Gedanken auf, nachdem

1) Vgl. Jahrb. **2**, 552—553, 1909.

zeitlich lange vorher Poulsen eine Methode angegeben hatte[1]), die nach seiner Methode erzeugten kontinuierlichen Schwingungen zu zerteilen und durch regelmäßige Schwingungsgruppen eine sehr schön und leicht regulierbare Tonwirkung im Empfänger zu erzielen. Da sich bisher indessen keine Unterbrechungsvorrichtungen finden, welche genügend große Lichtbogenenergien unterbrechen und schließen, und da die anderen Methoden, z. B. durch Kapazitäts- oder Selbstinduktionsvariation, wegen der möglichen geringen Veränderungen, gleichfalls für den praktischen Betrieb nicht in Betracht kommen, war die genannte Poulsensche Methode nur für kleine Reichweiten anwendbar.

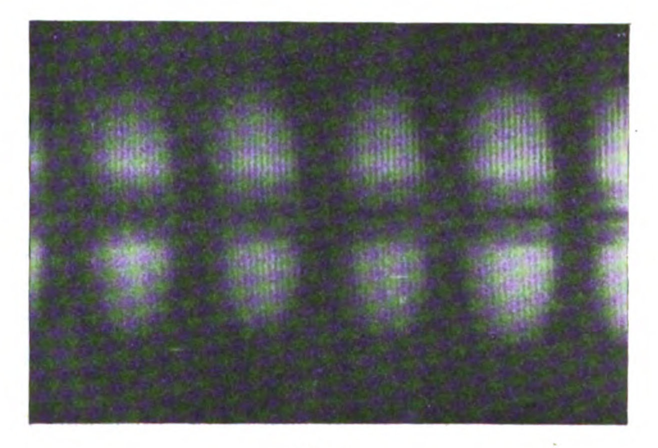


Fig. 1.

Hierbei ist allerdings der Ton im Empfangstelephon nicht nur außerordentlich gut und frei von allen Nebengeräuschen, sondern auch sehr bequem variabel.

Die gleichen Vorzüge besitzt die im Laboratorium der C. Lorenz Aktiengesellschaft ausgearbeitete Methode der Schwebungserregung, wobei je ein Lichtbogengenerator mit je einem Schwingungssystem zusammengeschaltet ist, welche beide gering gegeneinander verstimmt sind und zusammen auf einen gemeinsamen dritten Kreis (Antenne) arbeiten. Man erhält auf diese Weise Schwebungen, welche einen sehr guten und gleichfalls bequem regulierbaren Ton ergeben. Ein Oszillogramm dieser Schwebungen gibt Fig. 1.

Wegen der mit obigen Anordnungen erzielten relativ geringen

1) D. R. P. Nr. 207159, patentiert vom 24. Oktober 1906.

Reichweite wurden von der C. Lorenz Aktiengesellschaft zeitlich nacheinander folgende Gedanken ausgeführt.

1. Es wurde ein Lichtbogengeneratorkreis angewendet, wobei dem die kontinuierlichen Schwingungen erzeugenden Gleichstrom ein Wechselstrom überlagert wurde, derart, daß eine periodische Beeinflussung der erzeugten kontinuierlichen Schwingungen stattfand, und eine Tonwirkung im Empfänger erzielt wurde[1]).

2. Unter Zugrundelegung des eben genannten Verfahrens wurde an Stelle des Lichtbogengenerators eine Metallentladestrecke, welche einen kleinen Abstand zwischen den Elektroden besitzt, gesetzt. Insbesondere sollte hierbei der dem Gleichstrom überlagerte Wechselstrom von einer Hochfrequenzquelle erzeugt werden, wozu insbesondere ein Duddellscher Schwingungskreis in Betracht kommt. Es war auf diese Weise der Vorteil erzielt worden, eine Entladestrecke von besserem Wirkungsgrad zu benutzen, als ihn ein gewöhnlicher Lichtbogengenerator besitzt, und außerdem konnte durch beliebige Variation der Konstanten des Duddellkreises leicht eine Tonvariation erzielt werden[2]).

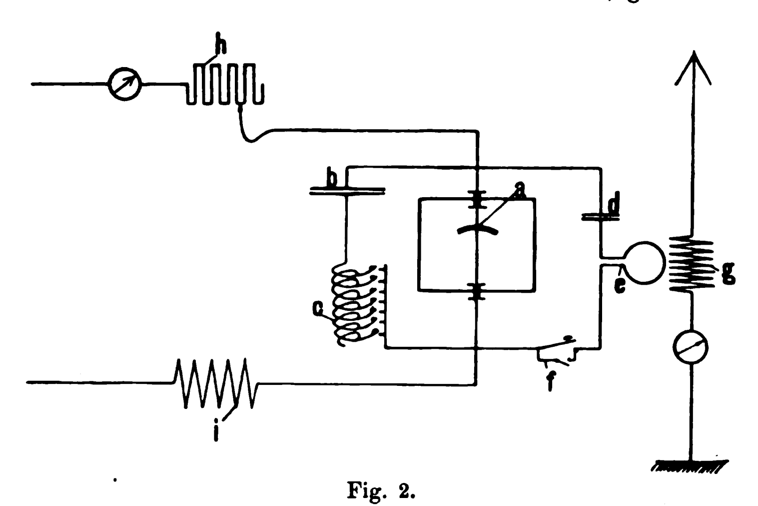


Fig. 2.

Mit der Ausarbeitung einer Laboratoriumsanordnung nach diesen letzteren Gesichtspunkten und Anmeldungen hin wurde von der

1) Deutsche Patentanmeldung L. 27318 vom 31. Dezember 1908.

2) Deutsche Patentanmeldung L. 28288 vom 21. Juli 1909; Deutsche Patentanmeldung L. 28587 vom 16. September 1909.

C. Lorenz Aktiengesellschaft Herrn Dipl.-Ing. H. Rein[1]) beauftragt. Die Ausarbeitung fand im Laboratorium der genannten Gesellschaft statt.

Da unter Zugrundelegung von Gleichstrom zur Speisung der Entladestrecke die maximal zu erzeugende Energie beschränkt ist, auf der anderen Seite eine sehr leichte Tonvariation durch Variierung der Konstanten der elektrischen Elemente des Duddellkreises möglich ist, war die Anordnung für leichte tragbare und fahrbare Stationen prädestiniert. Die Ausarbeitung einer Sendertype für derartige Zwecke wurden von Herrn Dr. Nesper im Sommer d. J. fertig durchgeführt

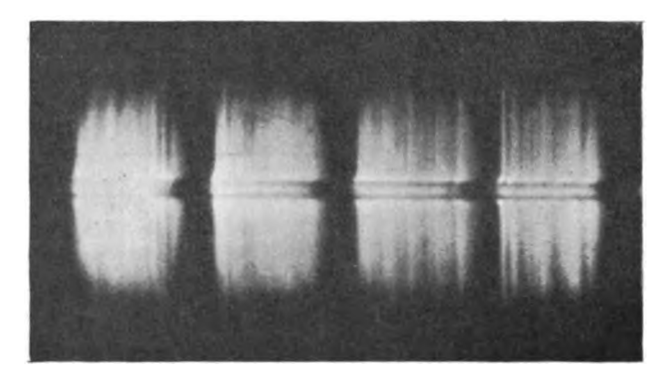


Fig. 3.

und zeigt an Hand des allgemeinen Schaltungsschemas (Fig. 2) folgende Merkmale:

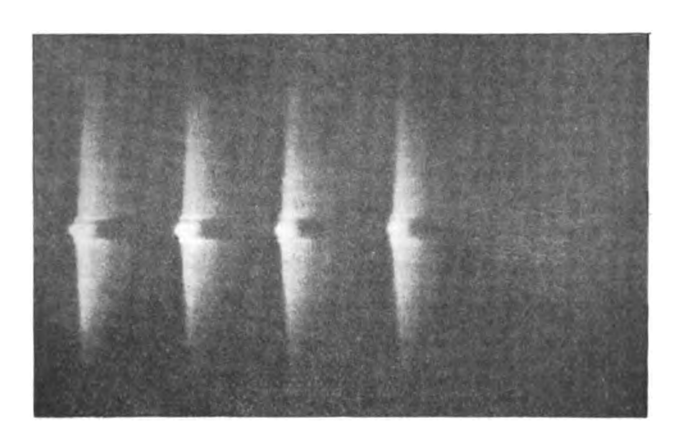
a ist eine nach dem Vorschlage von Scheller[2]) hergestellte Entladestrecke, welche aus zwei nahezu kugelförmig gestalteten, in geringem Abstande voneinander eingestellten Elektrodenkörpern besteht. Die Elektrodenkörper können bequem gegeneinander verstellt werden und es kann durch einen Spiritustropfapparat Spiritus zwischen die Entladungselektroden getropft werden, um, sofort verdampft, eine wasserstoffhaltige Atmosphäre zu liefern. Parallel zur Entladungsstrecke liegt der Duddellkreis, bestehend aus einem elektrisch großen Kondensator *b* und einer in einzelne Abschnitte unterteilten, mit dünnen Eisenblechen gefüllten Spule *c*. Die Unterteilungen dieser

---

1) Vgl. Selbstreferat H. Rein im vorliegenden Heft S. 196 (vgl. ferner Referat in Elektrot. Ztschr. Heft 38 S. 976 1910.

2) Deutsche Patentanmeldung Sch. 32610 vom 20. April 1909.

Spule sind an einzelne Kontakte geführt und es können durch Betätigung dieser Kontakte, welche auch leicht feststellbar eingerichtet sind, entsprechende Selbstinduktionsbeträge der Spule und damit verschiedene Töne des Duddellkreises erzielt werden. Außerdem liegt



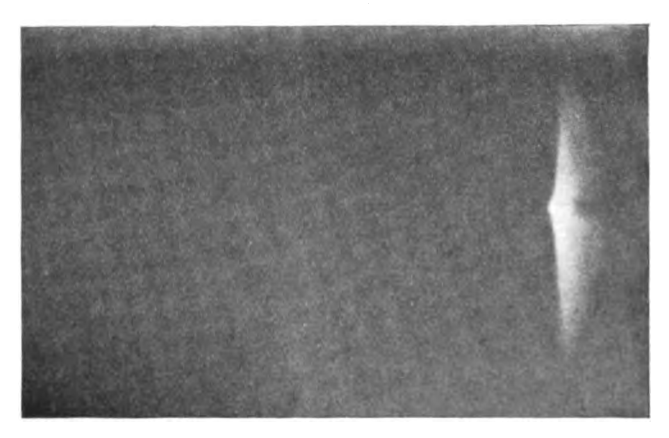


Fig. 4.

zur Entladestrecke parallel der sogenannte Stoßkreis, welcher aus einem elektrisch kleineren Kondensator *d*, einigen Kupferdrahtwindungen *e* und einem Taster oder Kurzschließer *f* besteht. Letzterer Kreis ist mit der Antenne *g* gekoppelt. Durch Variation des Vorschaltwiderstandes *h* und ev. Einregulierung der Drosselspule *i* kann das Brennen der Entladestrecke beeinflußt werden.

Die auf diese Weise gewonnenen Apparaturen sind außerordentlich leicht und in der Bedienung überaus einfach. Durch Betätigung der Kontakte der Spule *c* können ohne weiteres verschiedene Töne erzeugt werden, Hornsignale gegeben oder auch Melodien gespielt werden. Durch Betätigung des Tasters *f* können Morsezeichen bei den verschiedenen vorhandenen Tönen gegeben werden. Besonders angenehm gegenüber dem gewöhnlichen Wienschen Zischfunkensender ist hierbei der Umstand, daß die an der Entladestrecke liegende Spannung keineswegs kritisch ist, daß die Koppelung zwischen *e* und *g* innerhalb weiter Grenzen variabel ist, und daß keine absolut scharfe Abstimmung zwischen dem Stoßkreis *adefa* und der Antenne *g* notwendig ist.

Der Vorgang in der Entladestrecke ist also als doppelter zu erklären, indem durch den Duddelkreis kontinuierliche Schwingungen erzielt werden, welche ebenso durch die Entladestrecke hindurchgehen, wie die von dem Stoßkreise erzielten häufigen Funkenentladungen.

In den Zeitmomenten, in welchen der Widerstand der Entladestrecke seinen Höchstwert erreicht, setzen zahlreiche Partialfunken ein, während in den Zeiten des Maximalwertes des aus Gleichstrom und Tonkreisstrom gebildeten Wellenstromes die Kapazitätsentladung aussetzt. Durch Zuschalten des Duddellkreises tritt also eine scharfe Abgrenzung der einzelnen Entladungsgruppen ein, und die Strahlung der Antenne kann so in jedem beliebigen Tonrhythmus gesteuert werden.

Ein Oszillographenbild der letzteren zeigt Fig. 3. Durch die dunklen Zwischenräume zwischen den einzelnen Entladungen geht der kontinuierliche Schwingungsvorgang des Duddellkreises hindurch. Die letzte Funkenschwingung eines solchen Komplexes, sowie die auf die Pause folgende erste Schwingung ist in Fig. 4 in vergrößertem Maßstabe wiedergegeben.

Bei der Vorführung kamen nacheinander drei verschiedene Wellenlängen zur Anwendung. Die im Telephon abgehörten musikalischen Töne des Tonsenders waren in allen Fällen von großer Klarheit und Konstanz. Geradezu frappant wirkte die Übertragung von Hornsignalen, was besonders für militärische Anwendung des ausgezeichneten neuen Tonsenders von größter Bedeutung sein dürfte[1]. G. Eichhorn.

---

1) Im Anschluß an diese vorläufigen Ausführungen bringen wir noch im nächsten Heft einen Aufsatz unseres Mitarbeiters Herrn Dr. Nesper über die Verwendung ungesteuerter oder gesteuerter Stoßsender zu Zwecken der drahtlosen Telephonie.

(Eingesandt 24. Oktober 1910.)

Über Stosserregung mit Löschröhren.

Von **Max Wien.**

Vor einiger Zeit habe ich in der Physikalischen Zeitschrift[1]) eine vorläufige Mitteilung über eine neue Form der Stoßerregung gemacht, bei der zur Erzielung besserer Löschwirkung außer der Funkenstrecke Geißlersche Röhren in den Stoßkreis eingeschaltet waren.

Um anderen die Wiederholung dieser Versuche zu erleichtern, möchte ich im folgenden einiges über meine Erfahrungen mit Löschröhren mitteilen; ich schicke jedoch voraus, daß meine Versuche darüber durchaus noch nicht abgeschlossen sind, dazu ist die Erscheinung von zu vielen verschiedenen Dingen abhängig, und vor allem auch der eigentliche Vorgang des Löschens beim Übergange der Elektrizität zwischen Metall und Gas noch zu wenig aufgeklärt.

I. Allgemeine Bemerkungen über Stoßerregung.

§ 1. In den Fig. 1 *a*—1 *d*[2]) (a. d. folg. Seite) sind die Schwingungen enggekoppelter Systeme schematisch dargestellt, einmal (Fig. 1 *a* u. 1 *b*) ohne Löschwirkung, dann (Fig. 1 *c* u. 1 *d*) bei vollständiger Löschwirkung. Die Schwingungen enggekoppelter Systeme mit längeren Funkenstrecken nähern sich meist dem ersten Grenzfall, nur daß infolge der Selbstentionisierung der Funkenstrecke gewisse Abweichungen in den Werten des Dekrementes gegenüber der Theorie eintreten[3]). Unter günstigen Umständen kann die Entionisierung während des ersten Minimums im Stoßkreis so stark sein, daß der Funke „abreißt", und keine merkliche Energie mehr in den Stoßkreis zurückfließt (zweiter Grenzfall Fig. 1 *c* u. 1 *d*). Diese für die Stoßerregung erforderlichen günstigen Umstände sind: 1. Genügende Löschwirkung der Funkenstrecke; 2. genügende Dauer des ersten Minimums im Stoßkreis; 3. genügende Einstimmung der beiden Systeme.

§ 2. Die Löschwirkung hängt in erster Linie von der Natur der Funkenstrecke oder Löschröhre und von dem Funkenpotential ab. Die Dauer des Minimums ist durch die Koppelung zwischen Stoß-

1) M. Wien, Phys. Ztschr. **11**, 76. 1910.

2) Entnommen dem Werke von J. Zenneck, Leitfaden der drahtlosen Telegraphie, Stuttgart 1909.

3) C. Fischer, Ann. d. Phys. **19**, 182, 1906; M. Wien, Ann. d. Phys. **25**, 7, 1908.



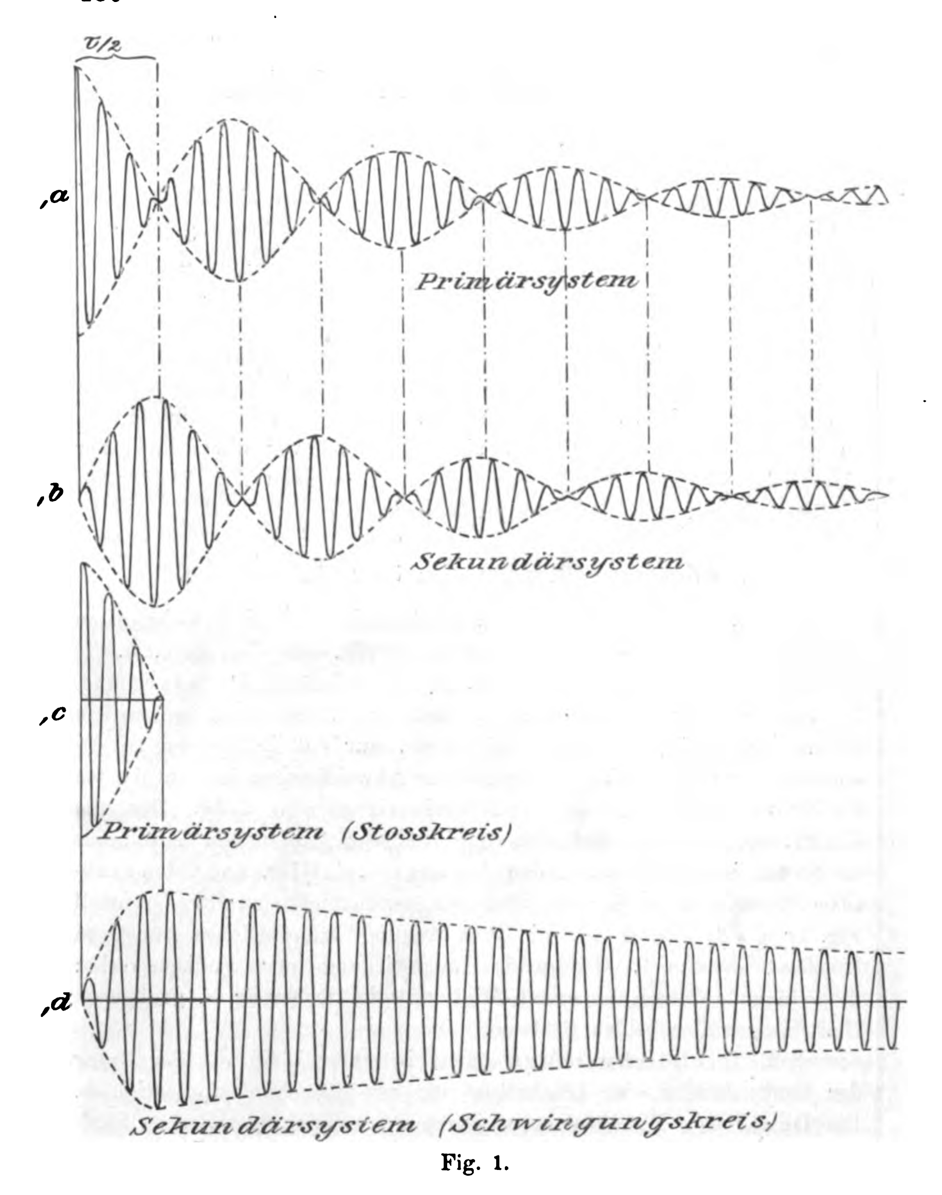


Fig. 1.

und Schwingungskreis bedingt; je enger sie ist, um so schneller sind die Schwebungen und um so kürzer ist die Zeit, in der der Strom annähernd Null ist, und die Entionisierung vor sich gehen kann. Mit-

hin kann man um so enger koppeln, je besser die Löschwirkung ist. Eine Verstimmung der beiden Systeme bewirkt, daß im Primärkreis die Minima nicht Null werden[1]), und daher die Entionisierung nicht so stark ist. Je schlechter die Löschwirkung, je loser also die Koppelung ist, um so genauer muß die Einstimmung sein. Bei enger Koppelung kann die Verstimmung ziemlich groß sein, ohne daß die Löschwirkung aufhört, jedoch kommt es hier sehr auf die sonstigen Verhältnisse an. Ich habe gelegentlich bei 12—14 % Koppelung die Selbstinduktion bis zu 10 % ändern können; noch viel größere Verstimmungen hat Herr Glatzel möglich gemacht[2]).

Das Vorhandensein der Löschwirkung erkennt man entweder an dem Klange des Funkens oder — bei schwacher Dämpfung des Schwingungskreises — an dem Anwachsen des Stromeffektes in dem Schwingungskreis bei Verringerung der Koppelung, oder an dem Anwachsen des Stromeffektes im Meßkreis oder auch mit Hilfe photographischer Aufnahmen[3]). Sicherheit darüber, daß wirklich reine Stoßerregung vorliegt, erhält man nur aus der Bestimmung der Resonanzkurve.

§ 3. Genügende Regelmäßigkeit der Löschwirkung ist nicht immer leicht zu erzielen, was darin seinen Grund hat, daß das Eintreten oder Nichteintreten der Rückzündung naturgemäß etwas labiles in sich trägt. Kleine Änderungen in dem Spannungsverlauf, in dem Ansatz des Funkens, in dem Durchgang der Entladung durch die Löschröhre verursachen unter Umständen ein Versagen der Löschwirkung. Tritt eine derartige Rückzündung häufiger ein, so wird die Anwendung der Stoßerregung für Meßzwecke erschwert, bei den „tönenden Löschfunken" wird der Ton im Empfänger rasselnd und unschön; die Erzielung möglichster Regelmäßigkeit in der Löschwirkung ist daher äußerst wichtig. Ich komme auf diese Dinge unten noch mehrfach zurück.

II. Stoßerregung bei längeren Funkenstrecken ohne Löschröhre.

§ 4. Die Anordnung A, welche bei den meisten Versuchen in diesem und in den späteren Abschnitten benutzt wurde, war folgende (vgl. Fig. 2):

Stromquelle: Großes Induktorium von Seiffert-Hamburg, Quecksilber-Unterbrecher von Siemens & Halske, Funkenzahl 7—8 pro Sekunde.

1) M. Wien, Ann. d. Phys. 25, 24, 1908.

2) B. Glatzel, Verh. d. Deutsch. Physikal. Ges. 1910, S. 590.

3) H. Diesselhorst, Verh. d. Deutsch. Physikal. Ges. 10, 306, 1908 und H. Rau, Jahrb. 4, 52, 1910.



Stoßkreis: Zwei hintereinander geschaltete Preßgas-Kondensatoren von je $1{,}72 \cdot 10^{-3}$ MF. Kapazität, also $C_1 = 0{,}86 \cdot 10^{-3}$ MF. Selbstinduktion: weite Spule von 50 cm Durchmesser nebst kleiner Abstimmspule, zusammen $L_1 = 35$—40000 cm.

Schwingungskreis: Kapazität: zwei hintereinander geschaltete Preßgas-Kondensatoren von je $1{,}72 \cdot 10^{-3}$ MF. $C_2 = 0{,}86 \cdot 10^{-3}$ MF., eine weite Induktionsspule von (inkl. Zuleitungen) $L_2 = 39\,500$ cm. Hitzdrahtamperemeter von Hartmann & Braun, eventuell Zusatzwiderstand W_2' aus Manganindraht in Öl.

Meßkreis — nur zur gelegentlichen Kontrolle der Stoßerregung verwandt — bestehend aus Drehkondensator und Selbstinduktionsspule von niedrigem Dekrement, nebst Thermoelementkreis und Galvanometer.

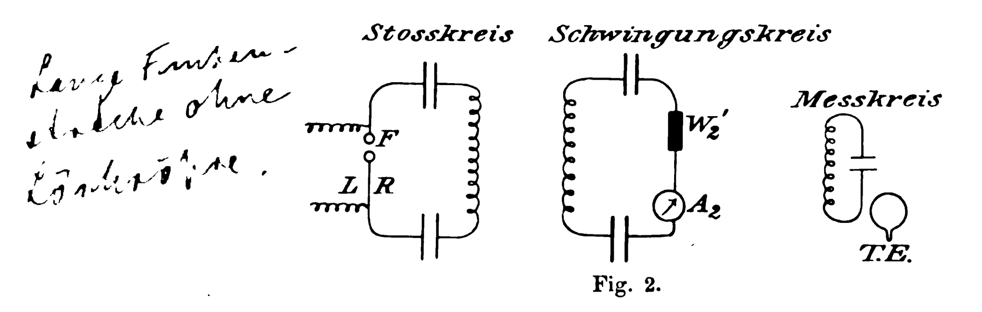


Fig. 2.

§ 5. Gingen bei dieser Anordnung Entladungen im Stoßkreis über eine Zinkfunkenstrecke von 1 cm, so zeigte das Hitzdrahtamperemeter im Schwingungskreis bei enger Koppelung einen Ausschlag $A_2 = 0{,}9$ Ampere. Wurde nun die Koppelung loser und loser gemacht und gleichzeitig die Einstimmung der beiden Kreise gut nachreguliert, so kam man schließlich an eine Stelle, wo das Funkengeräusch sich plötzlich änderte, der Ausschlag A_2 auf etwa 1,3 Ampere stieg und aus dem Verlauf der Resonanzkurve im Meßkreis sich ergab, daß Stoßerregung vorhanden war. Der Koppelungsgrad, bei dem dies eintritt und die Höhe des Stromes A_2 hängen unter sonst gleichen Umständen sehr von dem Metall der Funkenstrecke ab. Nach meinen Erfahrungen löscht Silber am besten, Magnesium am schlechtesten. Bei Silber und anderen Metallen mußte die Funkenstrecke, um die Funkenverzögerung aufzuheben und regelmäßige Funken zu erzielen, mit einer Bogenlampe beleuchtet werden, bei Magnesium war dies nicht nötig. Bei Silber war die „kritische Koppelung" sehr scharf markiert, eine kleine Änderung der Koppelung verursachte ent-

weder Rückzündung oder völliges Löschen. Das Funkengeräusch war in beiden Fällen sehr verschieden, die Löschwirkung bei guter Abstimmung sehr regelmäßig. Bei Magnesium ist die kritische Koppelung viel loser, der Übergang verwaschen, das Funkengeräusch ändert sich wenig, das Strommaximum ist nur wenig hervortretend. Folgende Tabelle gibt ein Bild des Unterschiedes in der Intensität der erregten Schwingungen, darin bedeutet F die Länge der Funkenstrecke in Zentimetern, A_2 den effekt. Strom im Schwingungskreis.

Anordnung A. Tabelle 1.

Funkenzahl $N = 7,5$. Leistungswiderstand $W_2 = 0,75$ Ohm.

F	Magnesium-F-Str. A_2 (Amp.)	Silber-F-Str. A_2 (Amp.)
0,5	0,46	0,83
1,0	0,90	1,42
1,5	1,35	1,75
2,0	1,75	2,05

Die Differenz von A_2 bei Magnesium und Silber ist besonders bei kleinen Funkenstrecken sehr erheblich.

Diese Art der Stoßerregung hat manche Mängel: der Nutzeffekt ist, wie wir später sehen werden, bei großen Spannungen auch bei Silber ziemlich gering, die wegen der losen Koppelung notwendige scharfe Abstimmung ist schwierig und unbequem; schließlich ist, wie ich schon früher[1]) auseinandergesetzt habe, bei dieser losen Koppelung für stärker gedämpfte Schwingungskreise die Stoßerregung nicht mehr „rein", weil die Zeit, in der der Strom im Schwingungskreis sein Maximum erreicht hat ($o - \tau/2$, vgl. Fig. 1), verhältnismäßig lang ist gegenüber dem Abklingen. Diesen Mängeln kann man in gewissem Grade abhelfen durch Mehrfachfunkenstrecken und Einbetten der Funkenstrecke in Wasserstoff[2]); einfacher und radikaler geschieht dies durch Einschaltung von Löschröhren.

III. Stoßerregung mit Löschröhren. Vorbemerkungen.

§ 6. Schaltet man bei der obigen Anordnung an die Stelle LR der Fig. 2 neben die Funkenstrecke[3]) eine passende Geißlersche Röhre, so wird die Löschwirkung wesentlich verbessert, die Koppelung kann viel enger gemacht werden und der Nutzeffekt steigt. Über die Eigen-

1) M. Wien, Ann. d. Phys. 25, 650, 1908.

2) A. Espinosa, Jahrb. 1, 480, 1908.

3) Hier und im folgenden, wo nichts anderes erwähnt ist, wurde eine Magnesium-Funkenstrecke mit Elektroden von 5 cm Durchmesser benutzt.

schaften verschiedener Arten von Löschröhren wird sogleich weiter unten ausführlich berichtet werden, es sei hier zunächst die Wirkungsweise der Löschröhren im allgemeinen besprochen.

Resonanzkurve des ungekoppelten Stoßkreises mit Löschröhre. Das Einschalten einer Geißlerschen Röhre in einem ungekoppelten Kondensatorkreis übt einen sehr starken Einfluß auf den Schwingungsverlauf aus. Um das Charakteristische dieses Einflusses zu erläutern, sind in Fig. 3 die Resonanzkurven für eine Röhre mit Silberelektroden,

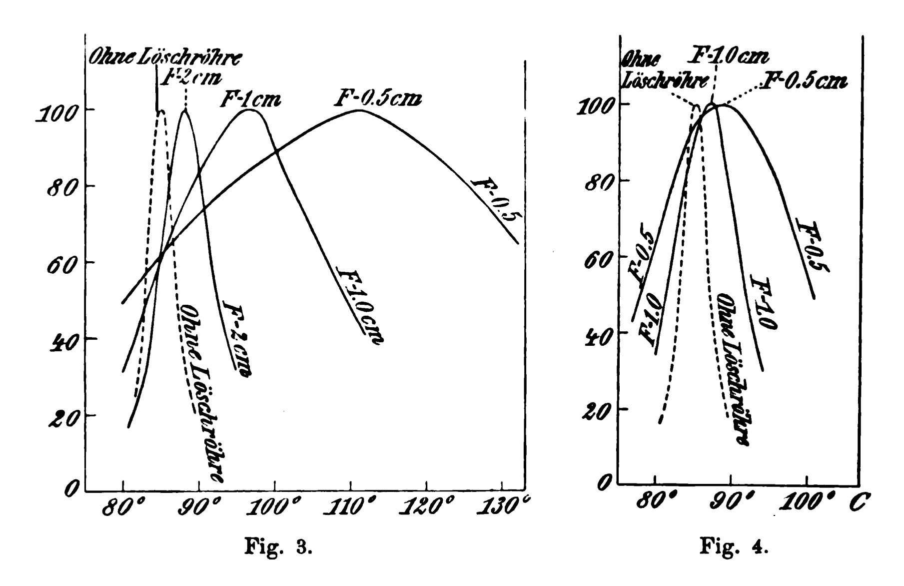


Fig. 3. Fig. 4.

in Fig. 4 für eine Röhre mit Magnesiumelektroden für verschiedene Funkenpotentiale gegeben. Ich bemerke dazu, daß die Ergebnisse quantitativ sehr von den sonstigen Bedingungen: Druck des Gases, Kapazität usw. abhängen, qualitativ zeigen sie jedoch stets das gleiche.

Aus den Figuren ist ersichtlich, daß durch die Einschaltung der Röhre die Dämpfung stark vermehrt wird und gleichzeitig die Resonanzkurve nach rechts rückt, die Wellenlänge also verlängert wird. Beides wächst mit abnehmendem Funkenpotential, die Verschiebung der Resonanzkurve ist unter gleichen Verhältnissen bei Silberelektroden in der Röhre viel größer als bei Magnesiumelektroden: Bei Silber ist für $F = 0{,}5$ cm das Dekrement ca. 0,8, das Maximum der Resonanzkurve ist von 85^0 auf 110^0 des Drehkondensators gerückt, was einer Vergrößerung der Wellenlänge um ca. $12\,^0/_0$ entspricht; für $F = 1{,}0$ sind

die Werte 0,4 und 7 %. Bei Magnesium ist für $F = 0,5$ das Dekrement 0,35 und die Vergrößerung der Wellenlänge nur ca. 2 %.

§ 7. Offenbar haben wir es hier mit der gleichen Erscheinung zu tun, die ich vor einiger Zeit[1]) an kurzen Funkenstrecken beobachtete, nur, daß sie hier bei den Löschröhren sehr viel deutlicher ausgeprägt ist: das Charakteristische ist hier wie dort die Verschiebung der Resonanzkurve, die bei Silber besonders groß, bei Magnesium besonders gering ist. Sie steht in engem Zusammenhang mit der schnellen Entionisierung, die sowohl in den kurzen Funkenstrecken als auch in den Löschröhren stattfindet; aus der stärkeren Ausbildung der Erscheinung bei den Löschröhren ist aber auf eine noch schnellere Entionisierung und damit auf eine stärkere Löschwirkung zu schließen. Die Vergrößerung der Wellenlänge ist praktisch insofern von Bedeutung, als man zur richtigen Einstimmung Selbstinduktion oder Kapazität des Stoßkreises kleiner machen muß als ohne Löschröhre.

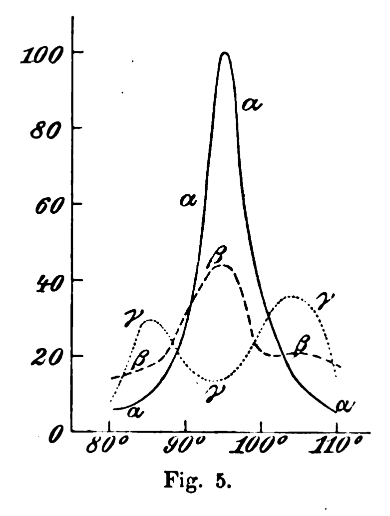


Fig. 5.

§ 8. Nimmt man die Resonanzkurve des mit dem Stoßkreis gekoppelten Schwingungskreises auf, so erhält man, wie gesagt, nach Einschaltung der Löschröhre bei viel engerer Koppelung noch reine Stoßerregung (Fig. 5α). Geht man nun über die kritische Stelle hinaus bis zu einer recht engen Koppelung vor, so erhält man nicht die gewöhnlichen gekoppelten Schwingungen mit den zwei ausgesprochenen Maximis in der Resonanzkurve, wie ohne Löschröhre (Fig. 5γ), sondern eine Kurve, wie sie in Fig. 5β wiedergegeben ist, die einer Art unvollkommener Stoßerregung entspricht.

Das hängt offenbar mit der starken Löschwirkung der Röhre zuzusammen: die Rückzündung erfolgt unregelmäßig, manchmal nur noch einmal und der Stoßkreis erlischt im 2ten-Minimum (vgl. Fig. 1) oder die Rückzündung erfolgt noch zweimal und der Stoßkreis erlischt im 3ten-Minimum usw. — Fälle, die Herr Rau[2]) kürzlich bei gewöhn-

1) M. Wien, Phys. Ztschr. 7, 282, 1910.
2) H. Rau, l. c.

lichen Löschfunkenstrecken durch photographische Aufnahmen verifiziert hat.

§ 9. Diese unvollkommene Rückzündung tritt nicht nur bei zu enger Koppelung und zu starker Verstimmung ein, sondern gelegentlich bei einzelnen Funken auch bei richtiger Koppelung und Einstimmung, so daß dadurch eine Unregelmäßigkeit hervorgerufen wird. Man merkt die Rückzündung an dem Funkengeräusch und an dem Zurückzucken des Zeigers am Hitzdrahtamperemeter. Es hängt dies, wie oben gesagt, mit dem etwas labilen Charakter der Löschwirkung zusammen, und wird hervorgerufen einmal durch Unregelmäßigkeiten in der Unterbrechung des Induktors und dann vor allem durch Schwankungen der Entladung innerhalb der Löschröhre.

Es ist mir bisher nur selten gelungen, eine derartige Regelmäßigkeit bei Löschröhren zu erzielen, daß etwa eine Viertelstunde hindurch sämtliche Funken ohne Ausnahme regelrecht gelöscht wurden. Außer bei den ganz hohen Potentialen (vgl. § 16) ist es jedoch meistens leicht zu erreichen, daß nur etwa bei 1—2 % der Funken Rückzündung eintritt: dies würde für die Anwendungen ohne praktische Bedeutung sein. Falls jedoch die Zahl der Rückzündungen größer ist als eine auf 20—30 Funken, so würde dies schon bei der Anwendung der Methode zu Meßzwecken Schwierigkeiten machen. Ich habe daher unten überall da, wo die genannte Grenze der Rückzündungen überschritten wurde, ein (*u*) — unregelmäßig — neben die betreffenden Versuchsangaben gesetzt.

Wenn eine Röhre bei der ihr im übrigen zukommenden kritischen Koppelung unregelmäßig löscht, so kann man die Löschwirkung nicht etwa, wie nach § 2 vielleicht zu erwarten wäre, durch Losermachen der Koppelung verbessern, sondern im Gegenteil ist meistens die Löschwirkung in der Nähe der kritischen Koppelung am besten und wird bei loserer Koppelung schlechter. Dies ist eine Andeutung eines eigentümlichen bei Stoßerregung durch sehr kurze Löschfunkenstrecken viel deutlicher merklichen Einflusses der Koppelung auf die Löschwirkung, der von Herrn Riegger im Straßburger physikalischen Instituts untersucht ist, worüber derselbe nächstens berichten wird.

IV. Untersuchung der Wirkung der Löschröhren.

Im folgenden soll gezeigt werden, wie die Löschwirkung der Röhren von der Koppelung, dem Gasdruck, der Gasart, dem Metall der Elektroden, ihrer Form und Größe, dem Funkenpotential und der Kapazität abhängt.

§ 10. Form der Löschröhren. Da das Löschen in der unmittelbaren Umgebung der Elektroden erfolgt, ist die Form der Röhren von geringem Einfluß. Die einfachen weiten Röhren (Fig. 6*a*) haben sich für den gewöhnlichen Gebrauch als praktisch bewährt. Will man die langen Stiele der Elektroden vermeiden, so wählt man Fig. 6*b*, die gleichzeitig Kühlung möglich macht, einmal der ganzen Röhre, indem man sie in Öl taucht, und dann der Elektroden für sich, indem man in die Zuführungsröhren Öl gießt. Bei der Form Fig. 6*c* sind die Glasröhren, welche die Elektroden tragen, mit Schliffen versehen und herausnehmbar, so daß man die Elektrode reinigen und vertauschen kann. Dazu ist der durch das Glas geführte Platindraht am Ende mit einem Gewinde versehen, auf das die verschiedenen Elektroden geschraubt werden können.

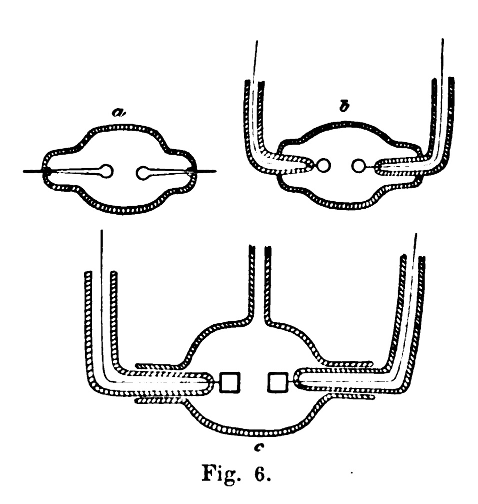


Fig. 6.

Bei der Herstellung der Löschröhren ist darauf zu achten, daß das Innere der Röhre sauber ist und sich besonders auf den Elektroden selbst keine Spuren von Fett befinden, da dadurch die Oberfläche der Elektroden verdorben wird. Nach dem Auspumpen ist die Löschwirkung zunächst sehr unregelmäßig, bis nach längerem Durchgang von Entladungen die Wirkung — vermutlich infolge von Selbstreinigung der Elektrodenoberfläche — immer besser wird. Man wählt dabei die Spannung am besten höher, als die mit der man nachher zu arbeiten gedenkt. Dann bleibt die Röhre in der Regel längere Zeit — oft Monate lang — brauchbar, bis sie schließlich zerstört wird. Es kommt jedoch auch vor, daß Röhren ziemlich schnell in ihrer Löschwirkung insofern nachlassen, als Unregelmäßigkeit durch häufige Rückzündungen eintritt (vgl. hierüber unten § 14 und § 30).

§ 11. Einfluß der Koppelung. Macht man bei Stoßerregung durch eine Löschröhre die Koppelung von dem kritischen Wert ab allmählich loser, so zeigt es sich, daß der Stromeffekt im Schwingungs-

kreis nur ganz allmählich sinkt. Einige unter möglichst verschiedenen Umständen gewonnene Versuchsergebnisse werden dieses erläutern.

Im folgenden bedeutet „Al-Röhre", „Cu-Röhre", „Ag-Röhre" Röhren mit Aluminium-, Kupfer- oder Silberelektroden, p den Gasdruck in Millimetern Hg, L, H Luft- bzw. Wasserstoffüllung, F die Funkenstrecke in Zentimetern.

Tabelle 2.

Al-Röhre, L $p = 0{,}06$ $F = 0{,}5$		Ag-Röhre, H $p = 0{,}6$ $F = 1{,}83$		Cu-Röhre[1]), H $p = 1{,}0$ $F = 1{,}83$		Ag-Röhre, H $p = 0{,}24$ $F = 1{,}83$ Betrieb mit Influenzmaschine	
K	A_2	K	A_2	K	A_2	K	A_2
14 %	0,95 (u)	13,5	3,7 (u)	14	2,4	10,5	7,1 (u)
11	0,92	10	3,6 (u)	10	2,6	9	7,2
8	0,89	8	3,5	8	2,8	7	7,0
5	0,80	6	3,3	6	2,7	6	6,8
3	0,70	4	3,15	4,5	2,4	5	6,5
		2	2,8	3	2,0 (u)	3	5,8

Wir sehen, daß in all diesen Fällen die Koppelung etwa dreimal so lose gemacht werden kann, als bei der kritischen Stelle, ohne daß der Wert des effekt. Stromes im Schwingungskreis um mehr als 20 % unter den Maximalwert sinkt — ein Umstand, der natürlich für die Anwendung bequem ist. In dem Versuch mit der Cu-Röhre haben wir ein Beispiel dafür, daß der Strom und damit der Nutzeffekt bei engerer Koppelung wieder sinkt; auch ist hier ein Unregelmäßigwerden bei loserer Koppelung merklich (§ 9).

§ 12. Abhängigkeit vom Druck. Es sei hier zunächst eine volle Versuchsreihe, bei der der Druck auf das mehr als 200 fache gesteigert wurde, angeführt.

Tabelle 3.

Al-Röhre. Luftfüllung. $F = 1{,}0$.

	$p = 0{,}015$	0,03	0,12	0,35	1,00	2,00 mm Hg
K	A_2	A_2	A_2	A_2	A_2	A_2
1,7 %	1,28	1,30	1,32	1,35	1,35	1,35
3	1,44	1,48	1,50	1,50	1,50	1,52 (u)
5	1,60	1,62	1,62	1,60 (u)	—	—
8	1,70	1,70 (u)	—	—	—	—
10	1,75 (u)	—	—	—	—	—

Wir sehen, wie mit steigendem Druck die kritische Koppelung loser wird und gleichzeitig das Maximum von A_2 von 1,70 bis 1,35 sinkt, jedoch steigt für die gleiche Koppelung A_2 langsam mit dem Druck (z. B. für $K = 1{,}7$ % von 1,28 bis 1,35). Bei noch

1) Große 20 cm² Cu-Elektroden vgl. § 15.

niedrigerem Druck wird die Löschwirkung unregelmäßig, schon bei $p = 0,015$ war sie durchweg nicht so gut wie bei den höheren Drucken.

In den beiden folgenden Tabellen sind nur noch die Koppelungswerte K_m angegeben, bei denen ein Maximum von A_2 ohne zu häufige Rückzündungen erreicht wurde. Da die Grenze der kritischen Koppelung meistens nicht scharf ist, so sind auch die Werte von K_m unsicher; die von A_2 viel weniger, da A_2 sich ja nur langsam mit K ändert. Ein (u) neben A_2 bedeutet hier, daß überhaupt bei dem Druck keine ganz regelmäßige Löschwirkung zu erzielen war.

Tabelle 4.

Ag-Röhre, H. $F = 1,0$.

p	K_m	A_2
0,1 mm Hg	14,5 %	1,60 (u)
0,4	13,5	1,66
0,7	11	1,57
1,5	8	1,52
3,0	6	1,45
4,5	5	1.40

Tabelle 5.

Ag-Röhre, H. $F = 1,83$, Influenzmaschine.

p	K_m	A_2
0,02	14 %	6,8 (u)
0,08	12	6,9
0,19	12	7,1
0,6	10	7,0
1,4	7	6,7
2,0	5	6,3

Offenbar kann man den Druck in weiten Grenzen variieren, wobei allerdings mit zunehmendem Druck der Nutzeffekt allmählich sinkt. Welcher Druck gerade der günstigste ist, hängt von den sonstigen Umständen ab vor allem von den Elektroden. Im allgemeinen wählt man am besten den Druck zwischen 0,1 und 1,0 mm Hg.

§ 13. Einfluß der Gasart. Die Gasart ist von sehr geringem Einfluß, wie aus der folgenden Versuchsreihe hervorgeht.

Tabelle 6.

Al-Röhre. $p = 0,030$. $F = 1,0$.

	L	CO_2	H
K	A_2	A_2	A_2
1,7	1,30	1,30	1,32
3	1,48	1,44	1,45
5	1,62	1,60	1,60
8	1,70 (u)	1,70 (u)	1,72
10	—	—	1,80 (u)

Wasserstoff löscht vielleicht ein wenig besser als die anderen Gase, obgleich im allgemeinen die maximalen Stromeffekte dabei kaum höher liegen. Ich habe bei den meisten Versuchen im folgenden Wasserstoff als Füllung benutzt.

§ 14. Der Einfluß des Metalles der Elektroden ist wesentlich größer. Es ist insofern schwierig, völlig sichere Resultate hierüber

zu erzielen, als die Oberflächenbeschaffenheit der Elektroden und die Einschmelzstelle des Platindrahtes von Einfluß sind, und dieser Einfluß und damit die Löschwirkung sich auch, wie oben erwähnt, mit der Zeit während des Gebrauches ändert. Immerhin hat sich aus meinen Versuchen mit Sicherheit ergeben, daß die Löschwirkung bei Kupfer- und Silberelektroden am besten, bei Magnesiumelektroden schlechter ist, Aluminium steht dazwischen, es hat jedoch den Vorzug sehr sicherer Löschwirkung, wenn man es auch nicht mehr bei so hohen Spannungen verwenden kann, wie Kupfer und Silber.

Bei den Versuchen wurden als Elektroden kleine Zylinder (1 cm Durchmesser 1 cm Höhe) aus verschiedenen Metallen benutzt, die in einer Röhre mit herausnehmbaren Elektroden an den Platindrähten aufgeschraubt wurden (Fig. 6c S. 143). Auf diese Weise konnten die Elektroden ausgetauscht und unter möglichst gleichen Verhältnissen untersucht werden. Einige Ergebnisse sind in der folgenden Tabelle gegeben:

Tabelle 7.

Anordnung A.

$F = 1,0$

Cu-Elektroden			Mg-Elektroden		
p	K_m	A_2	p	K_m	A_2
0,2	14,5 %	1,95	0,1	13 %	1,85 (u)
0,5	12	1,90	0,4	9,5	1,82
1,0	8,5	1,85	1,0	7	1,75
2,0	7,0	1,75	2,0	5	1,65

$F = 2,0$

Ag-Elektroden			Cu-Elektroden			Mg-Elektroden		
p	K_m	A_2	p	K_m	A_2	p	K_m	A_2
0,05	10 %	3,75 (u)	0,04	9,5 %	3,80 (u)	0,1	6,5 %	3,5 (u)
0,15	10	3,80	0,12	9,5	3,80	0,4	5	3,25
0,25	8	3,70	0,25	7	3,75	1,2	3	2,80
0,50	7	3,60	0,60	6,5	3,55			
1,0	6	3,55	2,0	5	3,35			
2,3	4	3,15						

Besonders bei der größeren Funkenstrecke $F = 2,0$ ist der Unterschied zwischen Magnesium einerseits und Silber und Kupfer andererseits deutlich zu sehen: Bei Magnesium ist erst bei ziemlich loser Koppelung und hohem Druck eine einigermaßen sichere Löschwirkung zu erzielen. Infolgedessen ist auch der maximale Strom wesentlich niedriger (3,25 gegen 3,80).

§ 15. **Einfluß der Form und Größe der Elektroden.** Es wurden verschiedene Formen von Elektroden: Scheiben, Spitzen, Spiralen usw. angewandt; die Unterschiede waren nur gering, am besten dürften sich Kugeln oder Zylinder eignen.

Größer ist der Einfluß der Elektrodengröße. Um diesen festzustellen, wurde Kupferzylinder verschiedener Größe (0,5—20 cm^2 Oberfläche) in einer Röhre mit herausnehmbarem Elektroden (Fig. 6 *c*) untersucht. Damit die Enden der Platindrähte an den Duchführungsstellen möglichst wenig störten, wurden die Kupferzylinder fest auf die Platindrähte bis gegen das Glas geschraubt, wobei nur zum Schutz einige Glimmerscheibchen zwischengelegt wurden. Die Ergebnisse sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt.

Tabelle 8.

Anordnung A. $F = 1{,}90$

	20 cm^2 Elektroden		5 cm^2 Elektroden		1 cm^2 Elektroden	
p	K_m	A_2	K_m	A_2	K_m	A_2
0,01	14 %	3,3	—	—	—	—
0,10	9	3,2	14	3,45	14	3,55 (*u*)
0,40	8	3,1	8	3,3	8	3,55

Anordnunng A. $F = 1{,}0$

	20 cm^2 Elektroden		5 cm^2 Elektroden		1 cm^2 Elektroden	
p	K_m	A_2	K_m	A_2	K_m	A_2
0,05	14	1,40	—	—	—	—
0,10	11	1,45	—	—	—	—
0,40	9	1,10 (*u*)	14	1,63	14	1,64
1,00	—	—	12	1,52	14	1,68

Aus der Tabelle ergibt sich 1. daß bei größeren Elektroden die gleiche Koppelung erst bei stärkerer Verdünnung erreicht wird, 2. daß für gleiche Verhältnisse der effektive Strom im Schwingungskreis bei kleinen Elektroden größer ist. Andererseits ist es besonders für höhere Spannungen und niedrigen Druck bei kleinen Elektroden oft schwierig die nötige Regelmäßigkeit in der Löschwirkung zu erzielen. Manche Röhren mit sehr kleinen Elektroden arbeiteten aber unter allen Umständen ausgezeichnet, so erhielt ich mit 0,5 cm^2 Cu-Elektroden sehr regelmäßige Löschwirkung und hohen effektiven Strom, sowohl bei Anordnung A als auch bei einer 16 mal höheren Kapazität $C_1 = 13{,}7 \cdot 10^{-3}$ MF., z. B.:

C_1	F	p	K	W_2	A_2
$0.86 \cdot 10^{-3}$ MF.	1,0	0,2	14 %	0,75	1,74
$13{,}7 \cdot 10^{-3}$ MF.	1 0	0,2	14 %	3,35	3,20

§ 16. Einfluß des Funkenpotentials. Durch Steigerung des Funkenpotentials wird die Löschwirkung verringert: Die Koppelung muß bei gleichem Druck p loser gemacht werden. Aus der Tabelle 7 § 14 ist das sogleich zu entnehmen; bei Cu-Elektroden ist z. B. für $F = 1{,}0$ bei $p = 0{,}5$ $K_m = 12$, für $F = 2{,}0$ bei $p = 0.6$

$K_m = 6{,}5$; ebenso bei Mg-Elektroden $F = 1{,}0$ $p = 0{,}4$ $K_m = 9{,}5$ für $F = 2{,}0$ $p = 0{,}4$ $K_m = 5$.

Steigert man das Funkenpotential noch weiter, so wird die Löschwirkung immer schwächer; für $F = 3{,}0$ konnte ich nur unter sehr günstigen Umständen manchmal eine regelmäßige Löschwirkung mit einer Cu-Löschröhre erreichen, bei $F = 4{,}0$ gelang es überhaupt nicht (vgl. § 18).

§ 17. Der Einfluß der Kapazität ist gering: ich habe mit denselben Röhren gute Löschwirkung bei $C_1 = 10^{-4}$ und $2{,}4 \cdot 10^{-2}$ MF. erzielt. Bei mittleren und größeren Kapazitäten scheint das Löschen regelmäßiger zu sein, jedoch kann dies auch damit zusammenhängen, daß bei kleinen Kapazitäten die Funken an sich unregelmäßiger sind.

§ 18. Durch Hintereinanderschalten zweier Löschröhren wird die Löschwirkung verbessert, und man kann dadurch, falls man Wert darauf legt, eine engere Koppelung erreichen. Natürlich müssen dabei die beiden Röhren etwa die gleiche Löschwirkung haben, sonst hat das Hinzufügen der schlechter löschenden Röhre wenig Erfolg. Beispiel:

Al-Röhre I	$p = 1{,}0$ mm Hg	$K_m = 5\,\%$	$A_2 = 2{,}9$
Al-Röhre II	$p = 1{,}0$ mm Hg	$K_m = 6\,\%$	$A_2 = 2{,}95$
Al-Röhre I u. II		$K_m = 10\,\%$	$A_2 = 3{,}25$

Eine Zunahme des Nutzeffektes, wie bei diesem Beispiel, ist nicht immer damit verknüpft, da der Leistungswiderstand bei zwei Röhren größer ist, wie bei einer (vgl. § 19).

Durch Hintereinanderschalten zweier Cu-Röhren erhielt ich auch bei den ganz hohen Spannungen bessere Resultate. Die Löschwirkung wurde dabei für $F = 3$ cm regelmäßig, und bei $F = 4$ cm wurde wenigstens eine wesentliche Verbesserung und eine Vergrößerung des Stromeffektes erzielt.

V. Der Nutzeffekt bei der Stoßerregung.

§ 19. Bestimmung des Nutzeffektes. Der Nutzeffekt bei der Stoßerregung ist um so höher, je weniger Energie im Stoßkreis bis zum Erlöschen verzehrt wird Ist J_1 der Strom, W_1 der Leistungswiderstand des Stoßkreises, $\frac{\tau}{2}$ die Zeit vom Beginn der Entladung bis zum Erlöschen, so ist diese Energie $= \int_0^{\tau/2} J_1^2 W_1\, dt$. Sie wird im allgemeinen um so kleiner sein, je kleiner τ ist, also je enger die Koppe-

lung, je besser die Löschwirkung ist. Jedoch ist dies nicht immer der Fall, da meistens mit besserer Löschwirkung ein Steigen der Energieverluste im Funken oder in der Löschröhre verbunden ist, so daß die Vergrößerung des Leistungswiderstandes W_1 die günstige Wirkung der Verminderung von τ wieder aufheben kann.

Die Bestimmung des Energieverlustes $\int_0^{\tau/2} J_1^2 W_1 \, dt$ ist nicht ohne weiteres möglich, weil W_1 von der Zeit abhängig ist. Denn der Leistungswiderstand liegt im wesentlichen in der Löschfunkenstrecke oder Löschröhre und nimmt während $\tau/2$ schnell von einem verhältnismäßig kleinen Wert bis ∞ zu. Mißt man den Stromeffekt für sich durch Einschaltung eines Hitzdrahtamperemeters und berechnet einen Mittelwert des Leistungswiderstandes aus dem durch Beobachtung der Resonanzkurve bestimmten Dekrement, so ergibt die Multiplikation ganz falsche, viel zu hohe Werte für den Energieverlust[1]).

Es beibt mithin nichts übrig, als die gesamte Leistung zu bestimmen, entweder die Entladungsleistung, indem man die Funkenzahl N, die Kapazität C_1 und das Funkenpotential V_1 mißt und $A_1 = \frac{N C_1 V_1^2}{2}$ bildet; oder auch, z. B. bei Betrieb mit der Influenzmaschine, aus dem Ladungsstrom J_l und dem Funkenpotential V_1 die Ladungsleistung $\frac{J_l V_1}{2}$. Ist V_1 nicht bekannt z. B. bei sehr kurzen Funken oder bei schneller Funkenfolge und gleichzeitig beginnender Lichtbogenbildung oder bei angeblasener Funkenstrecke, so bleibt nur übrig, noch einen Schritt rückwärts zu gehen, und die dem Resonanzinduktor oder Transformator zugeführte Niederspannungsleistung zu messen. Es ist klar, daß sich der Nutzeffekt hierbei stets zu klein ergeben muß.

Die Leistung im Schwingungskreis A_2 bestimmt sich bei reiner Stoßerregung einfach aus dem im Hitzdrahtamperemeter abgelesenen effektiven Strom und dem Leistungswiderstand, den man entweder aus der Resonanzkurve berechnen oder mittels Zuschaltung eines bekannten Zusatzwiderstandes W_2' messen kann. Der Nutzeffekt ist dann gegeben durch $\eta = \frac{A_2}{A_1}$.

1) Dasselbe gilt auch für jeden ungekoppelten Schwingungskreis mit Funkenstrecke.

Messungsergebnisse für den Nutzeffekt.

§ 20. Stoßerregung ohne Löschröhre. Für die im § 5 angeführten Versuchen mit Stoßerregung ohne Löschröhre bei längeren Funkenstrecken mit Silber- und Magnesium-Elektroden ergibt die Berechnung des Nutzeffektes folgende Resultate, A_1 und A_2 sind in Watt angegeben.

Tabelle 9.

Anordnung A.

$N = 7,5$. $W_2 = 0,75$.

F	V Kilo-Volt[1])	A_1	5 cm Mg-F-Str. A_2	A_2	η	5 cm Ag-F-Str. A_2	A_2	η
0,5	17,60	1,00	0,46	0,16	16 %	0,83	0,52	52 %
1,0	31,4	3,18	0,90	0,61	19,1	1,42	1,51	47,5
1,5	44,3	6,33	1,35	1,37	21,6	1,75	2,30	36,3
2,0	56,0	10,1	1.75	2,30	22,7	2,05	3,15	31,2

Wir sehen, daß der Nutzeffekt bei Funkenstrecken mit Magnesiumelektroden überall klein bleibt, bei Silberelektroden ist er für kleinere Funkenstrecken ziemlich hoch, um für größere schnell abzufallen.

§ 21. Nutzeffekt bei Stoßerregung durch Löschröhren. Es seien zunächst eine Reihe von Versuchsergebnissen, die bei der Anordnung A gewonnen waren, gebracht.

Tabelle 10.

5 cm Mg-F-Str., Funkenzahl $N = 7,5$.

F	V Kilo-Volt	A_1	W_2	A_2	A_2	η	
0,5	17,6	1,00	0,75	0,92	6,34	63,4 %	Al-Röhre
1,05	33	3,51	0,75	1,80	2,43	69,2	
1,83	52,4	8,86	0,58	3,45	6,90	78,0	Ag-Röhre
2,45	64,5	13,4	0,58	4,40	11,3	83,7	

Tabelle 11.

$N = 7,1$. 22 cm Mg-F-Str. $W_2 = 0,58$.

F	V Kilo-Volt	A_1	A_2	A_2	η	
1,0	31,4	3,01	1,95	2,2	73.2 %	eine
2,0	56,5	9,75	3,80	8.37	86,0	Cu-Röhre
3,0	80,4	19,7	5,25	16,0	81,0	zwei
4,0	102	31,6	6,6 (u)	25,3	80,0	Cu-Röhren

1) Die Entladungsspannungen sind für Funkenstrecken mit 5 cm-Elektroden und 22 cm-Elektroden der Arbeit von C. Müller, Ann. d. Phys. 28, 585, 1909, entnommen. Die Potentialdifferenz der Löschröhren kam daneben meistens nicht in Betracht. War sie merklich, so wurde die Funkenstrecke entsprechend verkürzt, bis gerade wieder unter sonst gleichen Verhältnissen regelmäßiger Funkenübergang stattfand wie ohne Löschröhre.

Tabelle 12.

$N = 7,1$. 5 cm-Mg-*F*-Str.

F	V Kilo-Volt	A_1	W_2	A_2	A_3	η	
0,5	17,6	0,95	0,75	0,86	0,55	58,4 %	Mg-Röhre
1,0	31,4	3,01	0,58	1,82	1,92	63,8	
2,0	56,0	9,57	0,58	3,25	6,13	64,0	

Wir haben oben (§ 15) gesehen, daß kleine Elektroden in den Löschröhren oft von Vorteil sind; es seien hier zwei Versuche mit 0,5 cm² Cu-Elektroden angeführt, bei sehr verschiedener Kapazität:

C_1	N	V_1	A_1	W_2	A_2	A_3	η
$0,86 \cdot 10^{-3}$ MF.	6,7	31,4	2,84 Watt	0,75	1,74	2,27	80 %
$13,7 \cdot 10^{-3}$ MF.	6,5	31,4	43,9 Watt	3,35	3,2	34,3	78 %

Offenbar ist η für die gleiche Spannung etwas höher wie bei den in Tab. 10—12 angeführten Versuchen mit größeren Elektroden.

Die Bestimmung des Nutzeffektes ist naturgemäß mit einigen Prozent Unsicherheit behaftet; aus meinen sehr ausgedehnten Versuchen ergibt sich jedoch mit Sicherheit, daß der Nutzeffekt bei Cu- und Ag-Röhren unter gleichen Verhältnissen höher ist als bei Mg- und Al-Röhren, bei kleinen Elektroden höher als bei großen, ferner daß er zunächst mit dem Funkenpotential anwächst, bis er bei $F = 2,0$ bis 2,5 ein Maximum hat, um nachher etwas wieder zu sinken, und schließlich, daß der Nutzeffekt bei Spannungen von 30000 Volt und darüber den hohen Wert von 80—86 % erreichen kann.

§ 22. Der Nutzeffekt ist nicht merklich abhängig von dem Widerstand im Schwingungskreis, was ja bei reiner Stoßerregung vorauszusehen ist. Folgende Versuchsreihe mag als Beleg dienen, bei der Zusatzwiderstände aus dünnem Manganindraht in Öl in den Schwingungskreis geschaltet wurden.

Anordnung A.

$N = 7,5$. $V = 52400$ Volt. $A_1 = 8,8$ Watt.

W_2	A_2	A_3	η
0,58	3,5	7,10	80,8 %
3,8	1,39	7,34	83,5
9,6	0,87	7,27	82,6

§ 23. Der Nutzeffekt kann bei kleineren Funkenstrecken noch etwas erhöht werden, wenn man eine Silber-Funkenstrecke an Stelle der Magnesium-Funkenstrecke verwendet; allerdings muß dabei die Funkenstrecke, wie gesagt, mit einer Bogenlampe beleuchtet

werden. Bei längeren Funkenstrecken ist die Verbesserung kaum mehr merklich. So erhielt ich bei einem Versuch bei $F = 1,05$ mit Ag-F-Str. $A_2 = 1,87$ statt 1,80 bei einer Mg-F-St., bei $F = 2,00$ $A_2 = 3,75$ statt 3,70, also Verbesserungen des Nutzeffektes von 8 bzw. 2,8 %.

§ 24. Die genannten hohen Werte des Nutzeffektes sind zum Teil durch geringe Verluste im Stoßkreis bedingt (Preßgaskondensatoren, dicke Leitungsdrähte). Bei Stoßerregung spielen allerdings die Verluste in den Kondensatoren usw. nicht die große Rolle wie bei der gewöhnlichen Erregung, aber immerhin drücken derartige Verluste den hohen Nutzeffekt etwas herunter. So erhielt ich z. B. als die Preßgas-Kondensatoren durch die sonst sehr bequemen Moscicki-Kondensatoren ersetzt wurden, für $F = 1,83$ cm unter sonst gleichen Umständen $A_2 = 3,25$ statt 3,50 d. h. eine um 16 % geringere Leistung; der Nutzeffekt sank dabei von 80 % auf 69 %. Der Grund liegt in Leitungs- und Hysteresisverlusten in dem Glase des Moscicki-Kondensators.

Größere Energien.

§ 25. Um größere Energien zu erzielen, gibt es drei Mittel: Erhöhung der Spannung V_1, Vergrößerung der Kapazität C_1, Vermehrung der Funkenzahl N. Wir haben oben gesehen, daß sich V_1 bis 100000 Volt steigern läßt, jedoch ist hier auch bei zwei hintereinander geschalteten Löschröhren die Löschwirkung unsicher. Am günstigsten für Betrieb und Nutzeffekt sind die Spannungen zwischen 30000 und 60000 Volt.

§ 26. Um große Kapazitäten verwenden zu können, reichten meine Preßgaskondensatoren nicht aus, jedoch standen mir eine größere Anzahl von Moscicki-Kondensatoren zur Verfügung, die mir von der Firma Wohlleben & Weber in Saarbrücken für Versuchszwecke freundlichst geliehen waren. Dieselben waren allerdings, wie oben erwähnt, nicht verlustfrei, vertrugen aber eine recht hohe Beanspruchung. 15 derartige Kondensatoren, die zusammen $24 \cdot 10^{-3}$ MF. besaßen, bildeten in der folgenden Versuchsreihe die Kapazität des Stoßkreises.

Tabelle 13.

$C_1 = 24 \cdot 10^{-18}$. Ag-Röhre. $W_2 = 1,25$.

F	V Kilo-Volt	N	A_1	A_2	A_3	η
0,5	17,6	9,2	34,2	3,9	19,0	55,6 %
0,8	26,5	9,2	77,5	6,2	48,1	62
1,0	31,4	4,6	54,4	5,2	33,8	62,1

Zu höheren Spannungen konnte ich leider mit meinem Induktorium die Kapazität nicht aufladen: die Energie der Einzelentladung betrug hier schon für $F = 1$ 11,8 Joule. Berücksichtigt man den Verlust in den Moscicki-Kondensatoren, so erreicht der Nutzeffekt etwa die gleiche Höhe für die gleichen Spannungen wie oben bei den kleineren Kapazitäten (§ 21).

§ 27. Größere Funkenzahlen erzielt man leicht mit einer Influenzmaschine, obgleich man dabei auch nicht zu größeren Leistungen gelangen kann. Aber immerhin kann mit ihr der Einfluß der Vermehrung der Funkenzahl unter sonst gleichen Umständen untersucht werden.

Bei niedriger Funkenzahl gibt der Betrieb mit der Influenzmaschine etwa den gleichen Nutzeffekt wie der mit dem Induktor; z. B.:

$C_1 = 6{,}8 \cdot 10^{-3}$ MF. (Preßgas-Kondensatoren). $F = 1{,}0$. Ladungsstrom $J_l = 1{,}95 \cdot 10^{-3}$ Ampere

$A_1 = 30{,}6$ Watt

$W_2 = 3{,}35$ $J_2 = 2{,}55$ $A_2 = 21{,}8$ Watt

$$\eta = \frac{21{,}8}{30{,}6} = 71{,}2\,\%$$

Für die gleiche Anordnung wurde bei Induktorbetrieb $\eta = 70{,}6$ erhalten.

Steigert man jedoch die Funkenzahl, so sinkt der Nutzeffekt erheblich z. B.:

Anordnung A.

Tabelle 14.

$J_l = 1{,}95 \cdot 10^{-3}$ Ampere. Ag-Röhre. $W_2 = 0{,}58$ Ohm.

			Mg-F-St.			Ag-F-St.		
F	V_1	A_1	J_2	A_2	η	J_2	A_2	η
1,05	33,0	32,2	5,4	16,9	52,6	5,8	19,5	60,6
1,83	52,4	51,1	7,15	29,6	58,2	7,45	32,2	63,1

Die Anzahl der Funken würde sich unter Voraussetzung normaler Entladungsspannung berechnen für $V_1 = 33\,000$ Volt zu $N = 67$, für $V_1 = 52\,400$ Volt zu $N = 42$.

Der Grund des geringeren Nutzeffektes ist, wie schon oben erwähnt, in beginnender Lichtbogenbildung zu suchen, dadurch wird das Entladungspotential geringer, es tritt Stromverlust ein und die Funkendämpfung ist größer. Bei Silber ist die Lichtbogenbildung schwächer

als bei dem leicht verdampfenden Magnesium[1]), daher der größere Nutzeffekt. Außer von der Funkenzahl und dem Metall der Elektroden ist die Lichtbogenbildung natürlich noch sehr von den anderen Umständen: Spannung, Kapazität usw. abhängig. Auf ein Mittel, sie zu verhindern, komme ich sogleich zu sprechen.

§ 28. Resonanzinduktor. Wesentlich größere Energien — bis zu 1 Kilowatt — erhielt ich mit einem Boas-Resonanzinduktor. Derselbe wurde durch einen Wechselstrom von 50 Perioden betrieben, gab daher je nach dem Funkenpotential 100, 50, 33 usw. Funken in der Sekunde. Löschwirkung war mit denselben Röhren in der gleichen Weise zu erreichen, wie bei den Versuchen mit Induktorium und Quecksilber-Unterbrecher. Die Erwärmung der Röhre war bei guter Löschwirkung auch bei großen Energien gering, so wurde bei dem Durchgang von $^1/_2$ Kilowatt während einer Stunde, das Ölbad von 2 Litern Inhalt, in welchem die Röhre sich befand, nur um ca. 12^0 erwärmt. Der Verlust in der Röhre betrug daher nur wenige Watt.

Bei geringer Funkenzahl waren die Erscheinungen und Ergebnisse genau die gleichen, wie bei gewöhnlichem Induktorbetrieb; stieg die Funkenzahl auf 33 oder 50, so wurden die Funken unregelmäßig, der Nutzeffekt war dann besonders bei Magnesium-Funkenstreken ziemlich schlecht, besser bei Silber. Die folgende Tabelle mag ein Bild geben. Die dem Resonanzinduktor primär zugeführte Leistung A_1' wurde mit einem Wattmeter gemessen.

Tabelle 15.

$C_1 = 6.2 \cdot 10^{-3}$ MF. $W_2 = 7{,}3$ Ohm. Cu-Röhre.

F	N	A_1'	A_1	A_2	η	
1,05	50	280	3,5	89,5	32,0 %	Mg-Funkenstrecke
1,05	100	324	3,7	100	32,4 %	Mg-Funkenstrecke
1,50	50	540	5,6	229	42,4 %	Mg-Funkenstrecke
1,50	100	640	5,3	205	32,1 %	Mg-Funkenstrecke
2,5	50	920	6,8	338	36,7 %	Mg-Funkenstrecke
1,0	50	260	4,1	123	47,2 %	Ag-Funkenstrecke

§ 29. Der Grund der Unregelmäßigkeit ist die Lichtbogenbildung, und wir stoßen hier auf die alte Schwierigkeit, bei einer größeren Zahl starker Funken die Lichtbogenbildung zu vermeiden. Rotieren der Elektroden nützte wenig, wohl aber Anblasen der Funkenstrecke. Man erhält dabei statt des unregelmäßigen Funkengeräusches einen ruhigen musikalischen Ton, ganz besonders gut bei Magnesium-

1) Vgl. hierbei B. Glatzel, l. c.

Funkenstrecke; die Löschwirkung und der Ausschlag des Amperemeters wird sehr gleichmäßig; so habe ich es mitunter beobachtet, daß die Anordnung über eine Viertelstunde im Betrieb war, ohne daß der Ausschlag mehr als 2 % von seinem Mittelwert abwich. Auch der Nutzeffekt ist wesentlich besser, wie aus folgender Tabelle ersichtlich ist.

Tabelle 16. Cu-Röhre.

F	N	A_1'	A_1	A_2	η	
0,5	100	52	1,9	26,4	50,7 %	Mg-Funkenstrecke
0,75	50	140	3,0	65,7	46,9 %	
0,75	100	200	3,6	94,6	47,3 %	
1,0	100	400	5,5	221	55,2 %	
1,0	100	540	6,0	263	47,6 %	
1,5	100	640	6,2	281	43,9 %	
1,5	100	820	7,2	379	46,2 %	
1,0	50	232	4,0	117	50,4 %	Ag-Funkenstrecke
1,0	100	420	5,7	237	56,5 %	

Bei einer anderen Versuchsreihe mit zwei hintereinander geschalteten Al-Röhren gelangte ich bei $A_1' = 950$ zu $A_2 = 485$ $\eta = 51$ %.

Die Güte des Nutzeffektes hängt wesentlieh von der richtigen Art des Anblasens ab; dadurch sind auch die ziemlich großen Abweichungen bei gleicher Funkenzahl und Funkenstrecke bedingt, die absichtlich in dieser Tabelle aufgeführt sind. Es ist dies jedoch nur eine Frage der Technik, die nach den Angaben von Rau[1]) wohl schon durch die Anblasevorrichtung der Badischen Anilin- und Sodafabrik gelöst ist. Der Nutzeffekt erreichte unter günstigen Umständen ca. 55 %; dabei ist zu bedenken, daß in A_1' der Verlust im Resonanzinduktor, der Ladeverlust in den Moscicki-Kondensatoren bei Niederfrequenz und Entladeverlust in den Moscicki-Kondensatoren bei Hochfrequenz enthalten ist. Berücksichtigt man dies, so gelangt man für die Stoßerregung allein ebenfalls zu den obigen hohen Werten des Nutzeffektes von 70—80 %.

§ 30. Die Möglichkeit der Verwendung von Löschröhren zur Stoßerregung ist hiernach für kleine und mittlere Energien und damit für den gewöhnlichen Laboratoriumsgebrauch nachgewiesen. Ob sie sich auch für große Energieen und damit für die Praxis der drahtlosen Telegraphie eignen, hängt hauptsächlich davon ab, ob es gelingt, Röhren herzustellen, die auf die Dauer der großen Beanspruchung widerstehen. Die oben beschriebenen Formen der Röhren wurden schon bei längerem Durchgang der Entladungen des Resonanzinduktors leicht zerstört, einmal weil die Elektroden selbst sehr warm werden und

1) Rau l. c.

dann das Glas an der Eintrittsstelle des Platindrahtes springt; vor allem jedoch tritt, wie schon oben erwähnt, eine allmähliche Änderung der Elektrodenoberfläche ein; äußerlich kennzeichnet sich diese Änderung dadurch, daß die Lichtpunkte und Büschel, welche die starken Entladungen begleiten, allmählich von der Oberfläche der Elektroden verschwinden und sich dafür mehr an der Eintrittsstelle des Platindrahtes konzentrieren, wo sie helle Lichtbündel bilden. Dadurch wird das Glas an der Stelle mit der Zeit zerfressen und die Röhre zerstört.

Meinem Assistenten Herrn Dr. Rohmann, der mich bei diesen Versuchen mit dem Resonanzinduktor auf das beste unterstützte, möchte ich auch an dieser Stelle herzlichen Dank sagen.

Zusammenfassung.

I. Es werden die Bedingungen besprochen, unter denen Stoßerregung zustande kommt. Abhängigkeit des Löschens von der Koppelung und Verstimmung. Labiler Charakter der Stoßerregung (§ 1—3).

II. Stoßerregung ohne Löschröhre ist bei längeren Funken nur bei sehr loser Koppelung möglich. Silberfunkenstrecken löschen am besten, Magnesiumfunkenstrecken am schlechtesten. Der Nutzeffekt ist für höhere Spannungen auch bei Silberfunkenstrecken gering (§ 4—5).

III. In einem ungekoppelten Schwingungskreis bewirkt die Einschaltung einer Löschröhre starke Vermehrung der Dämpfung und Verschiebung der Resonanzkurve nach den längeren Wellenlängen. Diese Wirkung ist besonders groß bei Silberelektroden, besonders klein bei Magnesiumelektroden in der Löschröhre (§ 6 u. 7). Einschaltung einer Löschröhre in den Stoßkreis eines gekoppelten Systems verstärkt die Löschwirkung erheblich; bei zu enger Koppelung tritt unvollständige Rückzündung ein. Unregelmäßigkeit der Löschwirkung infolge von Rückzündungen. (§ 8 u. 9).

IV. Die Löschwirkung der Röhren hängt wenig von der Form der Röhre, der Gasart, der Form der Elektroden und der Kapazität ab, stärker von dem Gasdruck, dem Metall und der Größe der Elektroden und der Spannung. Der günstigste Gasdruck liegt etwa bei 0,1 bis 1,0 mm Hg, Silber und Kupferelektroden löschen am besten, Magnesiumelektroden schlechter. Mit wachsender Spannung nimmt die Löschwirkung ab, bei 80000 Volt waren schon zwei Röhren zum regelmäßigen Löschen notwendig, über 100000 Volt wurde überhaupt keine genügende Regelmäßigkeit erzielt (§§ 10—18).

V. Der Nutzeffekt bei der Stoßerregung hängt von dem Energieverbrauch im Stoßkreis in der Zeit vom Beginn der Entladung bis

zum Erlöschen ab; er ist um so besser, je kürzer diese Zeit, je enger also die Koppelung ist, und je kleiner gleichzeitig der Leistungswiderstand im Stoßkreis ist. Der beste Nutzeffekt (80—86 %) wurde bei Spannungen von 30—80000 Volt durch Löschröhren mit kleinen Kupfer- und Silberelektroden erzielt. Energieverluste im Stoßkreis durch Leitung im Kondensator usw. setzen den Nutzeffekt herab (§§ 19—24).

VI. Größere Leistungen lassen sich durch Erhöhung der Spannung, Vergrößerung der Kapazität, Vermehrung der Funkenzahl erreichen. Die störende Lichtbogenbildung bei schneller Funkenfolge kann dabei durch Anblasen der Funkenstrecke verhindert werden. Mit einem Boasschen Resonanzinduktor wurde gute Stoßerregung mit einer dem Induktor zugeführten Wechselstromleistung von ca. 1 Kilowatt und einer Leistung im Schwingungskreis von ca. 1/2 Kilowatt erzielt. Eine Schwierigkeit liegt darin, daß die bisherigen Formen der Löschröhren durch dauernde hohe Beanspruchung mit der Zeit zerstört werden (§§ 25—30).

Phys. Inst. d. Techn. Hochschule Danzig-Langfuhr.

(Eingesandt 27. Oktober 1910).

Ausbreitung der Wellen in der drahtlosen Telegraphie. Einfluss der Bodenbeschaffenheit auf gerichtete und ungerichtete Wellenzüge.

Von **A. Sommerfeld** in München.

§ 1. Allgemeines.

Naturgemäß beschäftigt sich die überwiegende Mehrzahl der praktischen und theoretischen Untersuchungen über drahtlose Telegraphie mit der Erzeugung der Wellen im Sender und ihrem Nachweis im Empfänger, indem von der Anordnung dieser Verhältnisse die technische Leistung wesentlich bestimmt wird. Dem Ausbreitungsvorgang zwischen Sender und Empfänger dagegen wird im allgemeinen wenig Beachtung geschenkt. Man begnügt sich hier in der Regel mit der Annahme, daß die Erde für die Frequenzen der drahtlosen Telegraphie als unendlich guter Leiter wirke. Bei ebener Erdoberfläche kann man dann nach dem Vorgange von M. Abraham[1]) die Wellenausbreitung

---

1) Phys. Ztschr. 2. 329, 1901, Theorie der Elektrizität, 2, § 34, und Enzyklop. d. mathem. Wiss. V, Art. 18.



einfach beschreiben auf Grund der Formeln des Hertzschen Dipols, indem man zu dem Felde in Luft das an der Erdoberfläche gespiegelte Feld hinzudenkt und dadurch der Bedingung des vollkommenen Leiters genügt, nach der die Kraftlinien senkrecht auf der Erdoberfläche endigen müssen. Dieselbe Annahme wird auch bisher der Behandlung der sphärisch gekrümmten Erdoberfläche ausschließlich zugrunde gelegt[1]).

Auf die Wichtigkeit der besonderen Bodenbeschaffenheit für den Ausbreitungsvorgang hat zuerst J. Zenneck hingewiesen[2]). Insbesondere vertritt er die These, daß die Wirkungsweise des Marconischen geknickten Senders[3]) nur durch Berücksichtigung der endlichen Leitfähigkeit des Erdbodens verständlich werde.

In einer umfangreichen Arbeit[4]) habe ich selbst die erforderlichen mathematischen Entwickelungen zu einer strengen Behandlung des Ausbreitungsproblems gegeben, bei beliebiger Beschaffenheit des Erdbodens unter vorläufiger Beschränkung auf den Fall der ebenen Begrenzung. Meine Formeln stellen eine Erweiterung der Theorie des Hertzschen Dipols dar, derart, daß die von dem Sender ausgehende Erregung nicht aus zwei spiegelbildlich gleichen Hälften besteht, wie im Falle unendlich guter Leitfähigkeit, sondern unsymmetrisch gegen die Erdoberfläche wird mit Kraftlinien, die die Erde nicht senkrecht treffen.

Im folgenden erlaube ich mir, meine früheren Ausführungen in einigen Punkten zu ergänzen, insbesondere für solche Fälle des Erdreichs, in denen die dielektrische Polarisation neben der Ohmschen Leitung nicht zu vernachlässigen ist. Zugleich möchte ich in Kürze auf zwei Arbeiten hinweisen, die an meine Untersuchung anschließen. Herr P. Epstein[5]) hat sich der dankenswerten Mühe unterzogen, ein Kraftliniendiagramm zu entwerfen, das unseren verallgemeinerten Dipol in ähnlicher Weise erläutert, wie die bekannten schönen Figuren von Hertz den symmetrischen Dipol. Bei letzterem gruppieren sich die während einer Schwingung vom Sender ausgestoßenen Kraftlinienkomplexe symmetrisch um die Horizontalebene und umschließen in jeder Meridianebene einen Punkt, den „Kern" des Komplexes, der in der Horizontalebene nach außen forteilt. Dagegen sind die von Herrn

1) Vgl. mehrere Abhandlungen von J. W. Nicholson im Phil. Mag. 1909 u. 1910. Zusammenfassender Bericht in diesem Jahrb. **4**, 20, 1910.

2) Ann. d. Phys. **23**, 846, 1907; Phys. Ztschr. **9**, 50, 1908.

3) Phys. Ztschr. **9**, 553, 1908.

4) Ann. d. Phys. **28**, 665, 1909.

5) Jahrb. 1910, dieses Heft.

Epstein gezeichneten Kraftlinien unsymmetrisch gegen die Horizontalebene; ihr Kern wird gewissermaßen von dem Boden abgestoßen und bewegt sich nicht nur nach außen, sondern auch mit einer kleinen Komponente nach oben.

Herr H. v. Hörschelmann hat in seiner Münchener Dissertation das Problem der gerichteten Telegraphie mit dem Marconischen geknickten Sender systematisch untersucht, indem er meine Formeln entsprechend erweitert und in mehrfacher Hinsicht strenger begründet hat. Er bestätigt hierbei die Zenneck sche These, daß der Richtungseffekt nur durch die endliche Leitfähigkeit des Bodens ermöglicht wird und zeigt, daß die Erfolge der Marconischen transatlantischen Telegraphie auf der Kombination beruhen: schlecht leitender Boden am Sender für die Erzeugung des Richtungseffektes und gut leitendes Seewasser für die Fernübertragung desselben. In der Nähe des Senders bilden sich Erdströme von wesentlich vertikaler Richtung aus (Zenneck hatte mit horizontalen Erdströmen gerechnet), deren Stärke außer von dem Verhältnis der Horizontal- und Vertikalantenne wesentlich von den Leitfähigkeit des Bodens abhängt, und für unendlich gute Leitfähigkeit verschwindet Da diese Erdströme zwei ausgeprägte Maxima in der Nähe der Antenne haben, eines in der Vorzugsrichtung der Wellenaussendung, das andere von umgekehrter Phase in der entgegengesetzten Richtung von der Antenne aus gelegen, so kann ihre Fernwirkung durch die Wirkung zweier entsprechend gelegener, von entgegengesetztem Strom durchflossener, fingierter Vertikalantennen dargestellt werden und es gewinnt von hieraus den Anschein, als ob die Marconische Anordnung in ihrem Effekt nicht so sehr verschieden ist von den Braunschen Versuchen zur gerichteten Telegraphie, in denen zwei oder mehrere solche Antennen tatsächlich hergestellt werden. Auch gelingt es Herrn von Hörschelmann, die „Charakteristik" der Wellenübertragung zu berechnen, die mit einem von Marconi veröffentlichten Diagramm der Art nach übereinstimmt, und ein Ähnlichkeitsgesetz für den Richtungseffekt aufzustellen, wonach derselbe wesentlich nur von der Kombination $\frac{A}{B}\sqrt{\sigma\lambda}$ abhängt (A und B vertikaler und horizontaler Antennenast, λ Wellenlänge, σ Leitfähigkeit des Bodens in der Nähe der Antenne).

§ 2. Die Materialkonstanten.

Die beiden Halbräume, Luft und Erde, welche durch die Ebene $z = 0$ getrennt werden, seien in ihrem elektromagnetischen Verhalten durch die komplexen Konstanten dargestellt:

$$k_1^2 \ldots \text{Luft} \ldots z > 0$$
$$k_2^2 \ldots \text{Erde} \ldots z < 0$$

Allgemein ist, wenn wir die magnetische Permeabilität für Luft und Erde gleich 1 nehmen:

$$k^2 = \frac{\varepsilon n^2 + i \sigma n}{c^2} \tag{1}$$

Die in rationellen Einheiten gemessene Leitfähigkeit σ ist gleich $4 \pi c^2 \sigma_{\text{magn}}$, wo σ_{magn} die in gewöhnlichen C G S-Einheiten gemessene Leitfähigkeit ist. ε und c haben die übliche Bedeutung; n ist die Schwingungszahl in 2π Sekunden.

Bei k_1^2 wird der reelle Teil überwiegen, da die Leitfähigkeit σ_1 der Luft, hervorgerufen durch ihren Ionengehalt, klein ist. Der große Unterschied in der Reichweite bei Tag und Nacht, der irgendwie mit der Sonnenstrahlung und der dadurch hervorgerufenen Ionisierung zusammenhängen wird, zeigt indessen, daß der imaginäre Teil in k_1^2 gegen den reellen nicht immer[1]) zu vernachlässigen ist. Bei k_2^2 überwiegt, namentlich im Falle des Seewassers, der imaginäre Teil; auf die Rolle des reellen Teils, der durch die Dielektrizitätskonstante des Bodens bestimmt ist, kommen wir noch zurück.

Auch im Interesse der mathematischen Übersichtlichkeit empfiehlt es sich, beide charakteristischen Konstanten k_1^2 und k_2^2 als komplexe

1) Namentlich nicht in einiger Höhe über dem Erdboden. Herr College Ebert machte mich darauf aufmersam, daß er bei einer Ballonfahrt in ca. 2500 m Höhe bei starker Sonnenstrahlung und absteigendem Luftstrom eine Leitfähigkeit gefunden hat, die die ziemlich konstante Leitfähigkeit der unteren Schichten um das 23fache übertrifft. Vgl. Ann. d. Phys. 5, 724, 1901. Die Ebertsche Beobachtung steht bisher vereinzelt da.

Während unsere Theorie für einen ev. komplexen aber konstanten Wert von k_1 gilt, hätten wir es hier mit einer in der Skala der Wellenlängen gemessenen sehr schnellen Variabilität von k_1 zu tun. Ohne eine eingehende Spezialuntersuchung läßt sich kaum übersehen, welchen Einfluß eine so starke „optische Inhomogenität" auf die Ausbreitung der Wellen hat, eine Inhomogenität ganz anderer Größenordnung, als man sie bei den sog. krummen Lichtstrahlen realisiert. Man kann a priori nicht einmal entscheiden, ob sie als Absorption, also ungünstig oder mehr als Reflexion, also günstig wirkt. Die Erfahrungen über die Verminderung der Reichweite bei Tage (unter Umständen auf $^1/_{80}$ der Reichweite bei Nacht) zwingt dazu, die ungünstige Wirkung als überwiegend anzusehen. Übrigens aber ist zu beachten, daß selbst eine gegenüber dem normalen Wert auf das 100fache gesteigerte Luftleitfähigkeit immer noch äußerst klein ist gegenüber dem Leitvermögen der Erde.



Größen, allerdings von verschiedener Ordnung ihrer Bestandteile, zu behandeln.

Als numerische Werte der k werde ich die von Zenneck vorgeschlagenen Daten[1]) benutzen. Da es nur auf eine Abschätzung ankommt, kann es dahingestellt bleiben, wie genau diese im einzelnen Falle der Wirklichkeit entsprechen. Sie lauten:

	σ_{magn}	ε
Seewasser . . .	10^{-11}	80
Süßwasser . . .	10^{-14}	80
Nasser Boden .	$5 \cdot 10^{-14}$	10
Trockener Boden .	10^{-15}	4

§ 3. Verhalten in der Umgebung des Senders. Eindeutigkeit des Problems.

Der zeitliche Verlauf der Erregung sei rein periodisch und werde durch den Faktor e^{-int} dargestellt. In allen folgenden Formeln wird nur der hinzutretende Ortsfaktor angegeben. Man hat diesen mit dem Zeitfaktor e^{-int} multipliziert zu denken und zum reellen Teil des Produktes überzugehen.

R sei der Abstand des Aufpunktes von der Erregungsstelle (Quelle). Die Hertzsche Potentialfunktion

$$\Pi = \frac{e^{ikR}}{R} \tag{2}$$

stellt die einfachste punktförmige Erregung dar und entspricht einer gegen die Wellenlänge kurzen Vertikalantenne von rings symmetrischem Verhalten. (Für die Zwecke der Marconischen gerichteten Telegraphie hat man die skalare Hertzsche Funktion Π durch einen „Hertzschen Vektor" zu ersetzen.) Dies sei unsere „primäre Erregung"; dabei ist k durch k_1 oder k_2 zu ersetzen, je nachdem es sich um das Medium 1 (Luft) oder 2 (Erde) handelt. Die an der Trennungsfläche beider ($z = 0$) geltenden Grenzbedingungen (Brechung der Kraftlinien) nötigen uns, zu der primären in beiden Medien je eine „sekundäre Erregung" hinzuzufügen. Ihr genauer Ausdruck im Medium 1 und 2 läßt sich durch bestimmte Integrale mit Besselschen Funktionen angeben. Wir wollen nur den allgemeinen Charakter dieser Formeln beschreiben.

Im Gegensatz zu der primären Erregung ist zu fordern, daß die sekundäre Erregung für $R = 0$ endlich bleibt, ebenso ihre Ableitungen

1) l. c. Ann. d. Phys. 23.

in beliebiger Richtung nach Multiplikation mit R. Hierzu sei bemerkt, daß in den Bedingungen (IV) S. 680 meiner ursprünglichen Arbeit in etwas zu enger Fassung auch das Endlichbleiben der Ableitungen der sekundären Erregung verlangt wurde. H. v. Hörschelmann hat mich darauf aufmerksam gemacht, daß diese engere Bedingung bei meinen definitiven Formeln nicht erfüllt ist, daß vielmehr $\partial \Pi / \partial z$ bei der Annäherung an die Erregungsstelle logarithmisch unendlich wird. Es genügt aber zu dem Eindeutigkeitsbeweis, von dem nun zu sprechen sein wird, die oben angegebene weitere Fassung.

Der Eindeutigkeitsbeweis läßt sich durch eine Erweiterung der bekannten Greenschen Methoden führen. Man nehme an, es gebe zwei Lösungen, welche den maßgebenden Bedingungen genügen, nämlich:

1. der Differentialgleichung $\Delta \Pi_1 + k_1^2 \Pi_1 = 0$ in 1, $\Delta \Pi_2 + k_2^2 \Pi_2 = 0$ in 2;
2. den Grenzbedingungen für $z = 0$:
$$\Pi_1 = \Pi_2, \quad \frac{\partial \Pi_1}{\partial z} = \frac{\partial \Pi_2}{\partial z}$$
3. der Bedingung des Verschwindens in unendlicher Entfernung von der Quelle;
4. einem Verhalten in der Quelle selbst gemäß den obigen Angaben über die primäre und sekundäre Erregung.

Für die Differenz dieser zwei als verschieden vorausgesetzten Lösungen leitet man eine Integralbeziehung ab, welche einen Widerspruch enthält. Derselbe löst sich nur, wenn die Differenz Null ist, das heißt: es kann nur eine Lösung des Problems geben.

Dies Ergebnis hat eine gewisse praktische Bedeutung, abgesehen davon, daß es uns die mathematische Vollständigkeit der gestellten Bedingungen verbürgt. Wir betrachten zwei Antennen von gleicher Frequenz, die beide mit einer einfachen Punkterregung verglichen werden können, die sich aber in ihrer Konstruktion, Formgebung, Erdung usw. unterscheiden mögen. Wir denken uns die Energiezufuhr so geregelt, daß beide dieselbe Energiemenge pro Zeiteinheit aussenden, also gleiche Emission haben, wozu ev. ein ganz verschiedener Aufwand an Energie gehört. Dann zeigt unser Ergebnis, daß beide Antennen auf die Ferne in gleicher Weise wirken, unabhängig davon, wie sie im einzelnen konstruiert sind, unabhängig insbesondere von ihrer Erdung. Die Emission tritt in unseren Formeln als ein (hier unterdrückter) Faktor auf, der die primäre und sekundäre Er-

regung in gleicher Weise multipliziert. Von seiner Größe bei gleichem Energieaufwand hängt der Wirkungsgrad der Anordnung ab. Dieser kann natürlich sehr wohl durch die Besonderheiten der Konstruktion (Koppelung des Stromkreises, Art des Funkens, Güte der Erdung) beeinflußt werden. Einen Einfluß dieser Umstände bei gegebener Emission auf die Form des Wellenvorganges, seine Abnahme mit der Entfernung usw. müssen wir dagegen, eben wegen der Eindeutigkeit unseres Problems, leugnen, entgegen früher vertretenen Ansichten, aber in Übereinstimmung mit der Erfahrung. Insbesondere kann die Erdung nicht die flächenhafte Ausbreitung der elektromagnetischen Störung auf Kosten der räumlichen Ausbreitung begünstigen. Vielmehr ist das Verhältnis zwischen Oberflächen- und Raumwellenanteil (vgl. § 5) von der Erdung und überhaupt von der Anordnung des Senders unabhängig. Die Art der Ausbreitung hängt nur noch von der Frequenz (Wellenlänge) und den Materialkonstanten der Umgebung ab.

Natürlich ist unser Ansatz für das Verhalten in der Quelle eine Idealisierung, welche nur für solche Entfernungen berechtigt ist, aus denen die Antenne als punktförmig erscheint. Da die heutigen Antennen klein gegen die Wellenlänge sind, wird dies annähernd schon in der Entfernung einer Wellenlänge zutreffen und würden daher unsere Formeln nur mit Ausschluß der nächsten Umgebung des Senders die Verhältnisse richtig beschreiben.

Derselbe Umstand (Antennenlänge $\ll \lambda$) enthebt uns auch der Notwendigkeit, die Stromverteilung über die Antenne in Rechnung zu setzen, die bei der Abrahamschen Darstellung (vgl. oben) eine Rolle spielte und bei den früheren Anordnungen in der Tat wesentlich war. Vielmehr dürfen wir den Strom über die ganze Antenne praktisch als gleichphasig ansehen, wie es in unserem Ansatz für eine punktförmige Quelle implicite enthalten war.

§ 4. **Numerische Entfernung.**

Die Diskussion der genauen Lösung für die Nähe der Erdoberfläche ($z = 0$, $R = r$, wenn r in horizontaler Richtung gemessen wird) zeigt, daß der Charakter der Wellen und ihre Reichweite nicht so sehr von der absoluten Entfernung r abhängen, diese etwa gemessen gedacht in Vielfachen der Wellenlänge λ, sondern von einer Zahlengröße, die ich die numerische Entfernung ϱ genannt habe. Dieselbe bestimmt sich außer durch die absolute Entfernung r durch die Mate-

rialkonstanten k_1, k_2 und die in ihnen erhaltene Frequenz n bez. Wellenlänge λ nach der folgenden Formel:

Es sei α die Abkürzung

$$\alpha = \frac{k_1}{k_2}\sqrt{\frac{k_1^2 - k_2^2}{k_2^2}\frac{k_1 r}{2i}} \tag{3}$$

dann wird, unter $|\ |$ den Übergang zum absoluten Betrag verstanden,

$$\varrho = |\alpha^2| = \left|\frac{k_1^2}{k_2^2}\frac{k_1^2 - k_2^2}{k_2^2}\frac{k_1}{2}\right| r \tag{4}$$

Bei gleicher absoluter Entfernung ist die numerische Entfernung um so kleiner, je größer das Verhältnis $|k_2/k_1|$ ist, also je größer die Leitfähigkeit des Bodens und seine Dielektrizitätskonstante ist, sofern diese überhaupt neben der Leitfähigkeit zur Geltung kommt. Ist k_2 sehr groß gegen k_1 (Seewasser), so wird einfacher

$$\alpha = \frac{k_1}{k_2}\sqrt{\frac{i r k_1}{2}}, \quad \varrho = \left|\frac{k_1^2}{k_2^2}\right| \frac{|k_1| r}{2} \tag{5}$$

Vernachlässigt man ferner in k_2^2 den reellen Teil mit ε_2 gegen den imaginären mit σ_2, was bei Seewasser gleichfalls berechtigt ist, und nimmt k_1 als reell an $= n/c = 2\pi/\lambda$, so folgt aus (1) und (5):

$$\varrho = \frac{n}{\sigma_2}\frac{\pi r}{\lambda} = \frac{2\pi^2 c}{\sigma_2}\frac{r}{\lambda^2} = \frac{\pi}{2 c\, \sigma_{\text{magn}}}\frac{r}{\lambda^2} \tag{6}$$

In diesem Falle wird auch α reell, nämlich

$$\alpha = \sqrt{\varrho} \tag{6a}$$

Die numerische Entfernung nimmt also auch ab bei Vergrößerung der Wellenlänge, in dem zuletzt betrachteten besonderen Falle sogar quadratisch. Hierin sehe ich den wesentlichen Grund für die günstigen Erfahrungen, die man mit langen Wellen (bei den neuen Anordnungen etwa 2 km) gemacht hat. Auch bei anderen Annahmen über die Konstanten k_1, k_2 bleibt dasselbe Verhalten bestehen: Abnahme der numerischen Entfernung, verbunden mit einer Vergrößerung der Reichweite, bei Vergrößerung der Wellenlänge. Besonders deutlich kommt dies Verhalten in den vier oberen Kurven der Fig. 3 (Seewasser bei verschiedenen Wellenlängen) zum Ausdruck.

Die hier gemeinte Abhängigkeit des Ausbreitungsvorganges von der Wellenlänge ist natürlich wohl zu unterscheiden von der Abhängigkeit des Emissionsvorganges von der Wellenlänge, die im

umgekehrten Sinne liegt. Wie schon aus der Theorie des einfachen Hertzschen Oszillators bekannt, ist die emittierte Amplitude umgekehrt proportional der Wellenlänge, die emittierte Energie also umgekehrt mit ihrem Quadrat. Für den Emissionsvorgang wirkt also die Vergrößerung der Wellenlänge ungünstig (bei unendlich großer Wellenlänge würde ja überhaupt nichts mehr emittiert werden); man hat mehr Energie bei größerer Wellenlänge aufzuwenden, um in einem gewissen Einheitsabstande dieselbe Wirkung zu bekommen wie bei kleinerer Wellenlänge. Bei der weiteren Übertragung der Energie auf große Entfernungen aber erweist sich die langwelligere Energie theoretisch als vorteilhafter, wodurch der primäre Mehraufwand an Energie unter Umständen reichlich wett gemacht werden könnte.

Im folgenden denken wir uns stets beim Vergleich verschiedener Fälle diese auf die Einheit der emittierten Energie bezogen (vgl. auch den vorigen Paragraph). Ferner denken wir uns einen idealen Empfänger, der in allen verglichenen Fällen in gleicher Weise direkt proportional mit der an der betr. Stelle vorhandenen mittleren Energie, also auch unabhängig von der Wellenlänge der Schwingung, anspricht. Daß es einen solchen Empfänger leider nicht gibt, ist klar; es liegt aber in der Anlage unserer ganzen Untersuchung, daß wir ebenso wie von den Besonderheiten des Senders auch von denen des Empfängers absehen müssen, um den Ausbreitungsvorgang als solchen studieren zu können. Bemerkt sei ausdrücklich, daß das Wort „Reichweite" hier ebenfalls auf einen derartigen idealen Energiedetektor bezogen gedacht wird, also von der durch einen wirklichen Empfänger nachweisbaren Reichweite ev. stark abweichen kann. Durch Anordnung zweier Empfangsantennen (vgl. § 8) kann man sich übrigens praktisch von den Besonderheiten der wirklichen Empfänger frei machen und der Forderung unseres idealen Empfängers nähern.

Die maßgebende Rolle der numerischen Entfernung, d. h. das Auftreten der Materialkonstanten, Wellenlänge und absoluten Entfernung in der Verbindung (4), bedeutet ein Ähnlichkeitsgesetz für die Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen.

Ich erwähne noch, daß man die numerische Entfernung, wie es H. v. Hörschelmann in seiner Dissertation tut, auch folgendermaßen definieren kann:

$$\text{(3a)} \qquad \varrho = |\alpha^2|, \quad \alpha^2 = i(k_1 - s)r, \quad s = \sqrt{\frac{k_1^2 k_2^2}{k_1^2 + k_2^2}}$$

In der Tat liefert diese Definition, wenn $|k_2/k_1|$ eine große Zahl

ist, denselben Näherungswert (5), wie meine ursprüngliche Definition. Nach Gleichung (3a) wird nämlich

$$\varrho^2 = i k_1 r \left(1 - \left(1 + \left(\frac{k_1}{k_2}\right)^2\right)^{-\frac{1}{2}}\right) = i k_1 r \left(1 - 1 + \frac{1}{2}\left(\frac{k_1}{k_2}\right)^2 + \ldots\right)$$
$$= \frac{i k_1 r}{2} \frac{k_1^2}{k_2^2}$$

Da s (vgl. den nächsten Paragraphen) die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der „Oberflächenwellen" in demselben Sinne bestimmt, wie k_1 diejenige der „Raumwellen" im Medium 1, so hängt also die numerische Entfernung außer von r von der Differenz dieser beiden Geschwindigkeiten ab. Die numerische Entfernung wächst und der Übertragungsvorgang wird ungünstiger in dem Maße, wie der eine dieser beiden Wellentypen dem anderen voranzueilen sucht, und man kann sich die Anschauung bilden, daß eine solche Unstimmigkeit in den beiderlei Ausbreitungsmöglichkeiten dem Ausbreitungsvorgang hinderlich ist.

§ 5. **Oberflächen- und Raumwellen.**

Die Näherungsformeln zur Darstellung der genauen Lösung unseres Problems fallen wesentlich verschieden aus, je nachdem die numerische Entfernung als groß oder klein angenommen wird.

Bei großer numerischer Entfernung sondert sich ein Bestandteil ab, den ich als Oberflächenwelle bezeichne. Bei diesem nimmt unser Potential Π und ebenso die Feldstärken wie $1/\sqrt{r}$, die Energie also wie $1/r$ ab. Diese Abnahme entspricht einer flächenhaften Ausbreitung der Energie, derart, daß auf den Kreisen $r =$ konst. um den Sender die Gesamtenergie bei der Ausbreitung konstant bleibt. Charakteristisch ist ferner die Fortpflanzungsgeschwindigkeit V dieses Wellenbestandteiles, die sich aus einer Wechselwirkung der Materialkonstanten beider Medien bestimmt nach der Formel:

$$V = \frac{n}{s}, \qquad s = \sqrt{\frac{k_1^2 k_2^2}{k_1^2 + k_2^2}}$$

Beide Umstände, Energieabnahme und Fortpflanzung, berechtigen uns, diesen Wellentyp als Oberflächenwelle zu bezeichnen und ihn den Wasserwellen, den „inhomogenen" Wellen bei der Totalreflexion des Lichtes und gewissen seismischen Wirkungen an die Seite zu stellen. Da im allgemeinen s neben einem reellen einen imaginären Teil enthält, schreitet die Oberflächenwelle mit örtlicher Dämpfung fort, hervor-

gerufen durch die Ohmschen Energieverluste in der leitenden Erde. Durch diesen Umstand wird die oben besprochene Abnahme der Energie mit $1/r$ in großen numerischen Entfernungen exponentiell gesteigert. Die Oberflächenwellen sind stets von Raumwellen begleitet, von denen sie physikalisch nicht zu trennen sind.

Wichtiger wie die Entwickelung für große ist die für kleine numerische Entfernung. Bei sehr gut leitendem Boden wird nach obigem (§ 4) diese Entwickelung auch noch für große absolute Entfernungen (bis zur Größenordnung des Erdquadranten und darüber) die Verhältnisse geeignet darstellen. Sie lautet für die Erdoberfläche:

$$(7)\quad \left\{ \begin{aligned} \Pi &= (u - i v)\frac{e^{i k_1 r}}{r} \\ u &= 1 - \frac{2}{1}\alpha^2 + \frac{2 \cdot 2}{1 \cdot 3}\alpha^4 - \frac{2 \cdot 2 \cdot 2}{1 \cdot 3 \cdot 5}\alpha^6 + \cdots \\ v &= \sqrt{\pi}\,\alpha\left(1 - \frac{\alpha^2}{1!} + \frac{\alpha^4}{2!} - \frac{\alpha^6}{3!} + \cdots\right) \end{aligned} \right.$$

Bei hinreichend kleiner numerischer Entfernung $|\alpha^2| \ll 1$ geht (7) über in die Darstellung (1) des Hertzschen Dipols und die Abrahamsche Theorie des unendlich guten Leiters. Soweit diese Näherung reicht, haben wir eine Amplitudenabnahme mit $1/r$, eine Energieabnahme mit $1/r^2$. Diese entspricht dem Charakter der Raumwellen, bei welchen die Gesamtenergie während ihrer Ausbreitung über die um den Sender beschriebenen Kugeln $r =$ konst. erhalten bleiben würde. Das erste Korrektionsglied, gegeben durch das erste Glied der Reihe v, zeigt dagegen auch hier eine Abnahme mit $1/\sqrt{r}$, da α proportional mit $\sqrt{r}$ und $v\,e^{ikr}/r$ daher proportional mit $1/\sqrt{r}$ ist, und weist also darauf hin, daß zu den Raumwellen ein Anteil an Oberflächenwellen korrektionsweise hinzutritt.

§ 6. Gültigkeitsbereich der Theorie des vollkommenen Leiters.

Aus der vorstehenden Formel (7) für Π hatte ich (vgl. S. 674 und S. 722 meiner Arbeit) unter Berücksichtigung des ersten Korrektionsgliedes geschlossen, daß die Annahme vollkommener Leitfähigkeit nur bei Seewasser innerhalb eines sehr engen Bereiches (einige hundert Kilometer bei einer Wellenlänge von 2 km) erlaubt ist, bei anderen Bodenarten aber überhaupt unzulässig ist, da sie schon auf weniger wie eine Wellenlänge eine Abweichung von über 10 % ergeben würde. Herr M. Abraham hat in einer freundlichen brieflichen Mitteilung dagegen

geltend gemacht, daß, wenn man das Verhalten der Schwingungsphase als unwesentlich ansieht und den Gültigkeitsbereich der Vollkommenen-Leiter-Theorie nach der wichtigeren Schwingungsamplitude bemißt, dieser sich erheblich günstiger herausstellt. Ich will zunächst diesem Gesichtspunkte entsprechend meine frühere Überlegung folgendermaßen abändern. Gleichung (7) liefert bei Berücksichtigung des 1. und 2. Korrektionsgliedes

$$\Pi = (1 - i\sqrt{\pi}\,\alpha - 2\alpha^2)\frac{e^{ikr}}{r}$$

Ist $k_1 \ll |k_2|$ und k_2^2 rein imaginär, so wird α reell gleich $\sqrt{\varrho}$ [vgl. Gleichung (6a)], also das 1. Korrektionsglied rein imaginär. Dasselbe beeinflußt dann die Amplitude nur in zweiter Ordnung, weshalb wir bei der jetzigen Berechnung der Amplitude neben diesem ersten auch das zweite Korrektionsglied hinzunehmen müssen. Für die Amplitude ergibt sich bei reellem k_1:

$$r|\Pi| = \sqrt{(1-2\varrho)^2 + \pi\varrho} = 1 - \left(2 - \frac{\pi}{2}\right)\varrho + \ldots$$

Nach der Amplitude bemessen bleibt also die Abweichung von dem für den vollkommenen Leiter geltenden Verhalten $r|\Pi| = 1$ unterhalb $10\,\%$ solange

$$\left(2 - \frac{\pi}{2}\right)\varrho < \frac{1}{10} \quad \text{oder} \quad \varrho < \frac{1}{4}.$$

Dagegen lautet das von mir früher benutzte Kriterium $\sqrt{\pi}\alpha < 1/10$ oder bei reellem $\alpha = \sqrt{\varrho}$

$$\sqrt{\pi\varrho} < \frac{1}{10}$$

und liefert

$$\varrho < \frac{1}{100\,\pi}$$

also einen 75 mal kleineren Wert. Dem Werte $\varrho = \frac{1}{4}$ entspricht nach der ersten Skala der Fig. 2 bei einer Wellenlänge von 2 km als zugehöriger Wert der absoluten Entfernung $r =$ ca. 20000 km gleich dem halben Erdumfang. Mein früheres Kriterium lieferte nach dem eben Gesagten natürlich einen 75 mal kleineren Gültigkeitsbereich.

Es ist also für die langen Wellen der transatlantischen Telegraphie jedenfalls zuzugeben, daß die Formel des vollkommenen Leiters

die Amplitude hinreichend genau für alle vorkommenden Entfernungen gibt, wenn $k_2{}^2$ als rein imaginär und α als reell angesehen werden darf und wenn die Leitfähigkeit von der Ordnung 10^{-11} ist, wie ich sie für Seewasser angenommen habe.

Bei einer Wellenlänge von $^1/_3$ km anderseits ergibt sich nach der zweiten Skala der Fig. 2 zu $\varrho = \frac{1}{4}$ als zugehöriger Wert von r nurmehr $r = 500$ km. In diesem Falle wird also auch bei Seewasser die Grenze der vollkommenen Leiter-Theorie bald überschritten.

Im allgemeinen wird man zu setzen haben:

$$\alpha = \sqrt{\varrho}\, e^{i\gamma} \tag{8}$$

wo γ ein bei großer Wellenlänge kleiner Winkel ist.

Jetzt wird nach Gleichung (7) entsprechend

$$\Pi = \left\{1 + \sqrt{\pi\varrho}\sin\gamma - 2\varrho\cos 2\gamma - i\left(\sqrt{\pi\varrho}\cos\gamma + 2\varrho\sin 2\gamma\right)\right\}\frac{e^{ik_1 r}}{r}$$

und die mit r multiplizierte Amplitude bei Streichung der in ϱ höheren Glieder:

$$\left.\begin{aligned} r\,|\Pi| &= \sqrt{1 + 2\sin\gamma\sqrt{\pi\varrho} - (4\cos 2\gamma - \pi)\varrho} \\ &= 1 + \sin\gamma\sqrt{\pi\varrho} - \left(2\cos 2\gamma - \frac{\pi}{2}\cos^2\gamma\right)\varrho \end{aligned}\right\} \tag{9}$$

Jetzt lautet also unsere Bedingung (Amplitudenabweichung $< 10\,^0/_0$)

$$\sin\gamma\sqrt{\pi\varrho} - \left(2\cos 2\gamma - \frac{\pi}{2}\cos^2\gamma\right)\varrho < \frac{1}{10}$$

Nehmen wir $\sin\gamma = 0{,}3$ was nach § 2 und Gleichung (10) den Verhältnissen bei 2 km-Wellen über Süßwasser entsprechen mag, so wird diese Bedingung

$$0{,}52\sqrt{\varrho} - 0{,}21\,\varrho < \frac{1}{10}$$

und ist erfüllt, solange

$$\varrho < \frac{1}{25}.$$

Bei Süßwasser und $\lambda = 2$ km entspricht nach der dritten Skala der Fig. 2 dem Werte $\varrho = \dfrac{1}{25}$ nur eine Entfernung von $r =$ ca. 4 km. Hier wird also, auch nach der Amplitude geschätzt, der Gültigkeitsbereich der Vorstellung einer vollkommen leitenden Erde

ganz unzureichend, nämlich nur von der Größenordnung der Wellenlänge selbst. Ähnliche resp. noch kleinere Zahlen erhält man bei schlecht leitendem Erdboden resp. bei kleineren Wellenlängen.

Hiernach wird also auch bei Berücksichtigung der Abrahamschen Bemerkung an meiner früheren Aussage über den Gültigkeitsbereich der vollkommenen Leitertheorie nichts Erhebliches geändert, außer in dem allerdings besonders wichtigen Fall von langen Wellen über See.

§ 7. Abnahme der Amplitude mit der Entfernung, insbesondere in Abhängigkeit von der dielektrischen Beschaffenheit des Bodens und von der Wellenlänge.

Die Gleichung (7) habe ich früher graphisch veranschaulicht (Fig. 8 meiner Arbeit), indem ich u, v einzeln als Ordinaten zu der numerischen Entfernung als Abszisse aufgetragen habe, und zwar in dem besonderen Falle wo α und daher auch u, v reell und $\alpha^2 = \varrho$ ist. Im folgenden vervollständige ich die Darstellung dadurch, daß ich ebenso wie in Gleichung (8) allgemeiner

$$\alpha = \sqrt{\varrho}\, e^{i\gamma}$$

voraussetze. Da jetzt u und v selbst komplex werden, wähle ich als Ordinate die Resultante

$$w = |u - iv|$$

und berechne Kurven (w, ϱ) für verschiedene Werte von $\sin\gamma$. Nach Gleichung (7) ist bei reellem k_1

$$|\Pi| = \frac{w}{r} \quad \text{oder} \quad w = r\,|\Pi|$$

w bedeutet also die mit r multiplizierte Amplitude unseres Potentials Π und weiterhin auch der Feldvektoren. Da bei vollkommen leitender Erde $r\,|\Pi| = 1$ wäre, so bedeutet $w = 1$ in unserer Darstellung das Verhalten bei dieser Bodenbeschaffenheit; die Gerade $w = 1$ ist in der Figur strichpunktiert hervorgehoben. Wir werden insbesondere die Frage beantworten, ob bei endlicher Leitfähigkeit unter Umständen $w > 1$ werden kann. Die Größe der Leitfähigkeit steckt dabei nur in dem Abszissenwert ϱ und dem Parameter $\sin\gamma$ und tritt bei unserer Rechnung nicht explicite auf. Wie in § 6 besprochen, gilt bei hinreichend kleinem ϱ die vollkommene Leitertheorie stets und unabhängig von der Bodenbeschaffenheit. Deshalb gehen alle unsere Kurven in Fig. 1 von dem Punkte $\varrho = 0$, $w = 1$ der Ordinatenachse aus. In

der Figur sind die Ordinaten zu den Punkten $\varrho = \frac{1}{10}, \frac{1}{4}, \frac{1}{2}$ und 1 berechnet. Für die ersten beiden genügt es, in Gleichung (7) die Glieder bis α^2 beizubehalten und dementsprechend w nach Gleichung (9) zu berechnen. Bei $\varrho = 1/2$ muß man bis α^7 gehen; bei $\varrho = 1$ legt man besser die summierte Formel (55) meiner früheren Arbeit zugrunde, da die Konvergenz der Reihen hier bereits zu schlecht wird.

Die Kurven beanspruchen keine große Genauigkeit, zeigen aber deutlich folgendes Verhalten: Das Vorhandensein eines imaginären

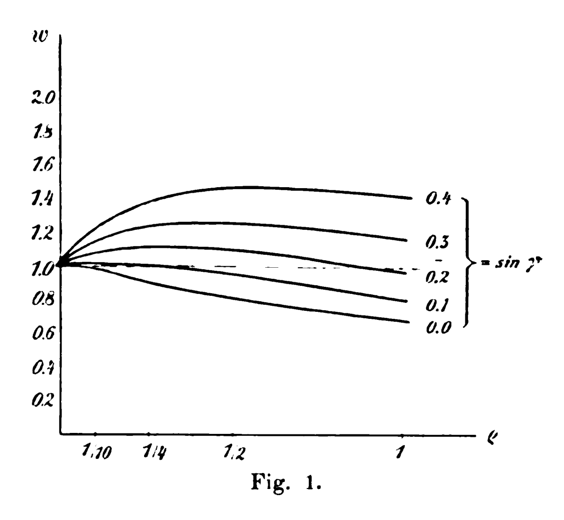


Fig. 1.

Teiles in α verzögert den Abfall der Kurven erheblich, vergrößert also die Reichweite derart, daß die Kurven für größere γ ganz oberhalb derjenigen für kleinere γ verlaufen. Während die Kurve für $\sin \gamma = 0$ ihr Maximum $w = 1$ für $\varrho = 0$ hat, steigt das Maximum für größere γ merklich über $w = 1$ und rückt zugleich gesetzmäßig zu größeren ϱ.

Sehen wir von der ev. komplexen Beschaffenheit von k_1 ganz ab, so rührt, wie eingangs erwähnt, das Auftreten des Winkels γ von der Dielektrizitätskonstante des Bodens her. Bereits Zenneck[1]) hatte aus anderen Gesichtspunkten auf die günstige Wirkung dieser Konstanten hingewiesen. Setzt man nach Gleichung (1)

1) l. c. Ann. d. Phys. **23**. Vgl. auch desselben Verf. Leitfaden der drahtlosen Telegraphie, Kap. IX Fig. 201.

$$k_2^2 = \frac{\varepsilon_2 n^2 + i \sigma_2 n}{c^2} = |k_2^2| e^{i\varkappa}, \quad \operatorname{tg} \varkappa = \frac{\sigma_2}{\varepsilon_2 n}$$

so wird nach Gleichung (5)

$$e^{2i\gamma} = e^{i\left(\frac{\pi}{2} - \varkappa\right)}$$

$$\operatorname{tg} 2\gamma = \operatorname{ctg} \varkappa = \frac{\varepsilon_2 n}{\sigma_2} = \frac{\varepsilon_2}{2\lambda c \sigma_{\text{magn}}}$$

Dies ergibt immer auf Grund obiger Daten, für Süßwasser und $\lambda = 2$ km

$$(10) \qquad \operatorname{tg} 2\gamma = \frac{80}{2 \cdot 2 \cdot 10^5 \cdot 3 \cdot 10^{10} \cdot 10^{-14}} = \frac{2}{3}, \quad \sin \gamma = 0{,}3$$

für Seewasser dagegen nur

$$(10\text{a}) \quad \operatorname{tg} 2\gamma = \frac{80}{2 \cdot 2 \cdot 10^5 \cdot 3 \cdot 10^{10} \cdot 10^{-11}} = \frac{2}{3} 10^{-3}, \quad \sin \gamma = 0{,}0$$

Natürlich ist bei der Betrachtung der Figur im Auge zu behalten, daß gleiche numerische Entfernungen in beiden Fällen wegen der großen Unterschiede in der Leitfähigkeit ganz verschiedenen absoluten Entfernungen entsprechen. Während in der Skala der ϱ die Wellenwirkung bei Süßwasser nach unserer Figur größer ist wie bei Seewasser, liegt die Sache in der Skala der r gemessen natürlich umgekehrt.

Um den Übergang von der einen Skala in die andere zu erleichtern, sind in Fig. 2 die zu den Werten von ϱ gehörigen r aufgetragen. Bei Seewasser ($\gamma = 0$) geschieht dieser Übergang nach der Formel (6); aus ihr ergibt sich z. B. für $\varrho = 1$ (vgl. die beiden ersten Skalen der Fig. 2):

$$r = \frac{2}{\pi} c \sigma_{\text{magn}} \lambda^2 = \begin{cases} 7{,}7 \cdot 10^4 \text{ km für } \lambda = 2 \text{ km} \\ 2{,}1 \cdot 10^3 \text{ km für } \lambda = \frac{1}{3} \text{ km} \end{cases}$$

Bei kleineren Wellenlängen werden also die zu gleichem ϱ gehörigen r im Verhältnis des Quadrates der Wellenlängen reduziert. Innerhalb jeder Skala ist die Einteilung natürlich äquidistant.

Wenn die Dielektrizitätskonstante nicht neben der Leitfähigkeit vernachlässigt werden kann, ergibt sich aus Gleichung (5) zunächst wegen $k_1 = n/c$ und $\operatorname{tg} 2\gamma = \varepsilon_2 n/\sigma_2$:

$$\varrho = \frac{n^2 r}{2c} \frac{1}{|\varepsilon_2 n + i \sigma_2|} = \frac{n^2 r}{2c\sigma_2} \cos 2\gamma$$



und wegen $n = 2\pi c/\lambda$, $\sigma_2 = 4\pi c^2 \sigma_{\text{magn}}$:

$$r = \frac{2}{\pi} c\, \sigma_{\text{magn}} \frac{\lambda^2}{\cos 2\gamma}\, \varrho$$

Bei Süßwasser ($\sin\gamma = 0{,}3$) entspricht also dem Werte $\varrho = 1$ für $\lambda = 2$ km nur die Entfernung $r =$ ca. 90 km (vgl. die dritte Skala in Fig. 2). Bei kleineren Wellenlängen oder bei trockenem Erdboden würden zu gleichen ϱ noch kleinere Werte von r gehören, die Skala der r also noch weiter auseinander gezogen erscheinen.

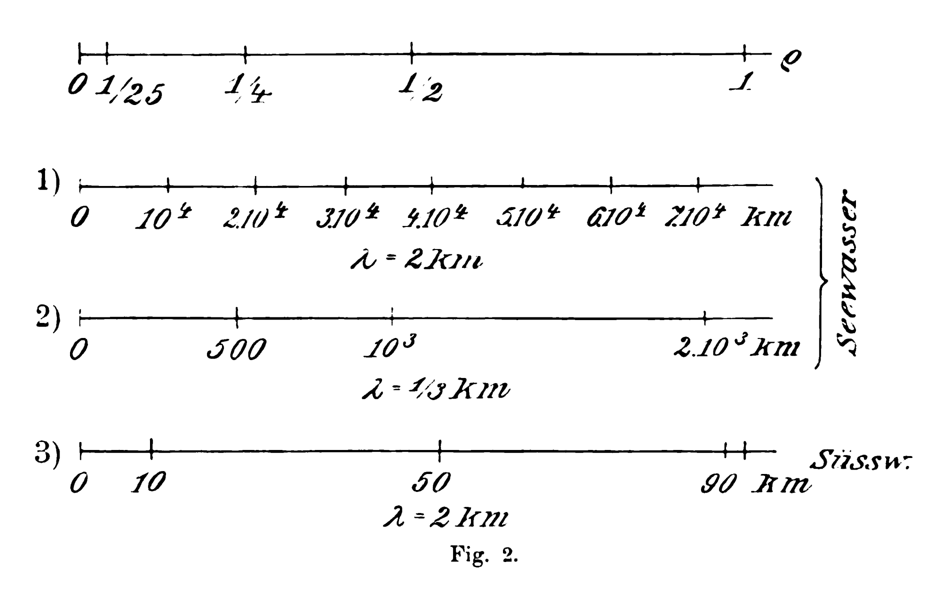


Fig. 2.

In Fig. 3 wollen wir nun die mit r multiplizierte Amplitude $w = r\,\Pi$ in der Skala der r auftragen, und zwar für den Bereich eines Erdquadranten $r = 10^4$ km. (Auf die Erdkrümmung wird dabei natürlich hier ebensowenig wie in unseren früheren Formeln Rücksicht genommen.) Zu dem Ende haben wir den Inhalt der Fig. 1. u. 2 folgendermaßen zusammenzufassen.

1. Seewasser, $\lambda = 2$ km. Dem Werte $r = 10^4$ entspricht nach Fig. 2 $\varrho = 0{,}13$ und nach der untersten Kurve der Fig. 1 etwa $w = 0{,}95$. Auf der Strecke eines Erdquadranten weicht also in diesem Falle die mit r multiplizierte Amplitude nur um 5 % von dem für den vollkommenen Leiter geltenden Wert $w = 1$ ab, übereinstimmend mit dem in § 6 konstatierten Umstande, daß 10 % Abweichung in

der Amplitude erst für $\varrho = 1/4$ oder $r = 2$ Erdquadranten auftreten. In der obersten Kurve der Fig. 3 erscheint daher der erste Anfang der untersten Kurve in Fig. 1 auf die ganze Länge der Abszissenachse auseinander gezogen.

2. Seewasser, $\lambda = \frac{1}{3}$ km. Nach Fig. 1 u. 2 haben wir $\varrho = 1$ und $w = 0{,}7$ in diesem Fall schon in einer Entfernung von $r = 2 \cdot 10^3$. Hier erscheint also die ganze unterste Kurve der Fig. 1 in der Abszissenrichtung zusammengedrängt auf das Intervall zwischen $r = 0$ und

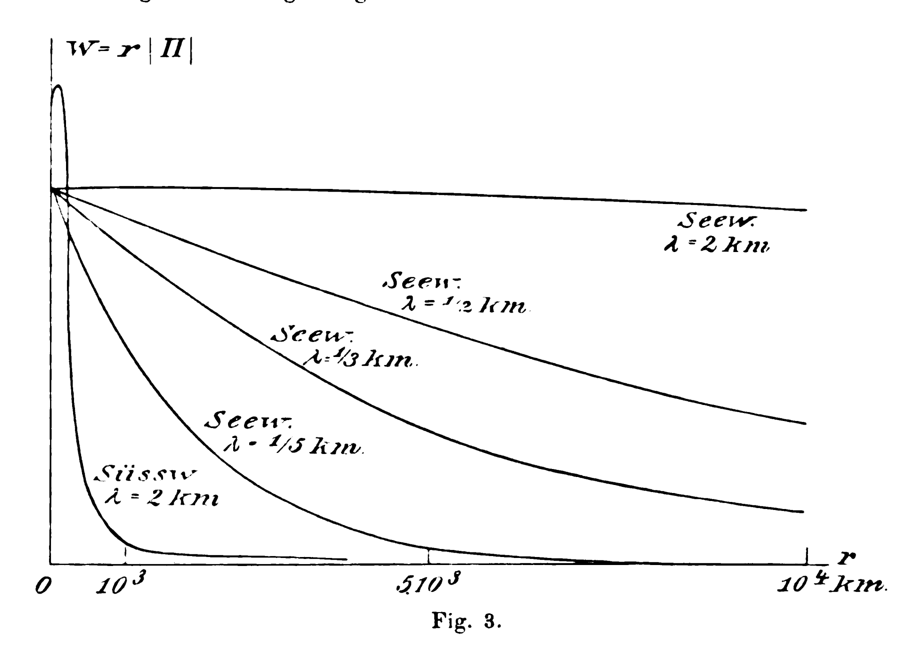


Fig. 3.

$r = 2 \cdot 10^3$. Der weitere Verlauf dieser Kurve kann teils aus der Fig. 8 teils aus Formel (47) meiner früheren Arbeit konstruiert werden. Die Kurve bestätigt die Angabe des vorigen Paragraphen, wonach 10 % Abweichung gegen $w = 1$ jetzt bereits bei $r = 500$ m auftreten.

3. Seewasser, $\lambda = \frac{1}{5}$ bzw. $\lambda = \frac{1}{2}$ km. Da sich die zu gleichem ϱ gehörigen r wie das Quadrat der Wellenlängen verhalten, entsteht die Kurve für $\lambda = \frac{1}{5}$ aus derjenigen für $\lambda = \frac{1}{3}$, wenn wir die letztere im Verhältnis $(\frac{5}{3})^2 =$ ca. 3 in der Abszissenrichtung zusammenschieben, und die Kurve für $\lambda = \frac{1}{2}$ aus derjenigen für $\lambda = \frac{1}{3}$, wenn wir diese um das $(\frac{3}{2})^2 =$ ca. 2fache in der Abzissenrichtung auseinanderziehen. In Fig. 3 hat daher die Kurve für $\lambda = \frac{1}{2}$ einen schwächeren, diejenige

für $\lambda = \frac{1}{5}$ einen wesentlich steileren Abfall als die unter 2. beschriebene Kurve. Man erkennt hiernach aus der Figur, in wie hohem Maße auch bei gleichem Material der Amplitudenverlauf von der Wellenlänge abhängt.

4. Süßwasser, $\lambda = 2$ km. Nach Fig. 2 gehört hier zu $\varrho = 1$ die Entfernung $r = 90$ km. Wir haben also jetzt die für $\sin\gamma = 0,3$ gezeichnete Kurve der Fig. 1 außerordentlich stark in der Abszissenrichtung zu komprimieren, um sie in die Fig. 3 zu übertragen. Das flache Maximum der Fig. 1 geht dabei in einen steilen Buckel über, in dem wir nach Früherem eine Kapazitätswirkung, d. h. eine Aufstauung der Wellen infolge der verhältnismäßig hohen Dielektrizitätskonstante zu sehen haben. Der weitere Abfall der Kurve ist äußerst steil, weil jetzt zu mäßigen Werten von r schon sehr große Werte von ϱ und dementsprechend sehr kleine Werte der Ordinate w gehören. Noch steiler würde der Abfall für kleinere Wellenlängen bei Süßwasser oder für einen noch schlechter leitenden Untergrund werden.

Wir betonen abschließend den beträchtlichen, anfangs im günstigen Sinne liegenden Einfluß der Dielektrizitätskonstanten und namentlich den in die Augen springenden Einfluß der Wellenlänge auf den Ausbreitungsvorgang.

§ 8. Vorschlag zur experimentellen Prüfung dieser Formeln.

Die numerische Entfernung ändert sich nicht nur mit der absoluten Entfernung r, sondern auch (vgl. § 4 und Fig. 3) mit der Wellenlänge. Bei Seewasser ($\gamma = 0$, $\alpha^2 = \varrho$) ist die letztere Änderung sogar quadratisch, siehe Gleichung (6). Man hat also die Möglichkeit, zwischen zwei festen Stationen und bei ungeänderten Bodenverhältnissen die numerische Entfernung ausgiebig zu variieren, indem man die Wellenlänge wechselt, was innerhalb gewisser Grenzen leicht geschehen kann. Dadurch wäre man in der Lage, die in den vorstehenden Kurven niedergelegten und wesentlich von ϱ abhängenden Ergebnisse der Theorie mit der Erfahrung zu vergleichen. Unveränderlichkeit der atmosphärischen Zustände ist dabei natürlich anzustreben und es ist bei den verschiedenen zu vergleichenden Wellenlängen der Wirkungsgrad der Ausbreitung auf die Einheit der bei der betr. Wellenlänge emittierten Energie zu beziehen. Es würde also erforderlich[1] sein, zwei Empfangsstationen anzuordnen, eine in der Nähe des

1) Ich benutze hierbei gelegentliche freundliche Mitteilungen von M. Wien.

Senders zur Messung der emittierten Energie und eine Fernstation zur Messung der in die Ferne übertragenen Energie. Werden beide Stationen mit dem gleichen Empfänger ausgestattet, so dürfte sich im Verhältnis der beiden Angaben der Einfluß des Senders, insbesondere sein verschiedenes Ansprechen auf verschiedene Wellenlängen, herausheben. Dagegen scheint eine Prüfung der Theorie durch Variation der absoluten Entfernung wegen der dabei einzuschaltenden neuen und unbekannten Bodenverhältnisse aussichtslos.

(Eingesandt 30. August 1910.)

Kraftliniendiagramme für die Ausbreitung der Wellen in der drahtlosen Telegraphie bei Berücksichtigung der Bodenbeschaffenheit.

Von **P. Epstein,** Moskau-München.

1. Die für die drahtlose Telegraphie wichtige Frage über die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen und die Rolle, welche die Erde hierbei spielt, ist unlängst von A. Sommerfeld[1]) eingehend behandelt worden. Um die Resultate seiner Untersuchung auch technischen Kreisen näherzubringen, hat mich Prof. Sommerfeld zu einer hauptsächlich graphischen Untersuchung veranlaßt, welche den Verlauf der elektrischen Kraftlinien in jenem Teil der Wellen, der sich in der Luft fortpflanzt, zeigen soll. Diese Zeichnungen nebst den zugehörigen Rechnungen bilden den Inhalt der vorliegenden Mitteilung.

2. Die Differentialgleichung der elektrischen Kraftlinien. Es ist von H. Hertz[2]) gezeigt worden, daß im Falle, wenn die elektromagnetischen Vorgänge eine axiale Symmetrie besitzen, sämtliche Feldkräfte aus einer einzigen charakteristischen Funktion π abgeleitet werden können. Letztere muß der Gleichung genügen

$$\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \pi}{\partial t^2} = \Delta \pi . \tag{1}$$

Im übrigen ist π eine beliebige Funktion der Koordinaten z (in Richtung der Achse) und r (Abstand von der Achse), und der Zeit t. Setzen wir

1) A. Sommerfeld, Ann. d. Phys. **28**, 665—736, 1909.

2) H. Hertz, Wied. Ann. **36**, 1, 1888; Ges. Werke, Bd. II S. 147, Leipzig 1894.



$$(2) \qquad Q = r \frac{\partial \pi}{\partial r},$$

so drücken sich die elektrischen (bzw. magnetischen) Kräfte $\mathfrak{E}_z$ und $\mathfrak{E}_r$ (bzw. $\mathfrak{H}_z$ und $\mathfrak{H}_r$) in den Richtungen z und r folgendermaßen aus

$$(3) \qquad \begin{aligned} \mathfrak{E}_z &= \frac{1}{r} \frac{\partial Q}{\partial r}, & \mathfrak{H}_p &= \frac{1}{c r} \cdot \frac{\partial Q}{\partial t}, \\ \mathfrak{E}_r &= -\frac{1}{r} \frac{\partial Q}{\partial z}, & \mathfrak{H}_z &= \mathfrak{H}_r = 0. \end{aligned}$$

Eine elektrische Kraftlinie ist dadurch definiert, daß ihre Tangente in jedem Punkte die Richtung der elektrischen Kraft hat, also

$$\frac{\mathfrak{E}_z}{\mathfrak{E}_r} = \frac{d z}{d r},$$

oder nach Gleichung (3)

$$\frac{\partial Q}{\partial r} d r + \frac{\partial Q}{\partial z} d z = 0.$$

Das Integral dieser Gleichung ist offenbar

$$(4) \qquad Q = r \frac{\partial \pi}{\partial r} = \text{const.}$$

Das ist also die Gleichung der elektrischen Kraftlinien, welche wir benutzen werden.

3. Herr Sommerfeld hat nun die Funktion π für folgenden Fall berechnet. Ein oszillierender Bipol liegt in der Trennungsebene $z = 0$ zweier Medien. ε_1, μ_1, σ_1 sind Dielektrizitätskonstante, Permeabilität und Leitfähigkeit für Medium 1 (Luft), ε_2, μ_2, σ_2 für Medium 2 (Erde). Es werden ferner die Abkürzungen benutzt

$$(5) \qquad \begin{aligned} k_1^2 &= \frac{\varepsilon_1 \mu_1 n^2 - i n \mu_1 \sigma_1}{c^2}, & \varkappa_1^2 &= \frac{k_1^2}{\mu_1}, \\ k_2^2 &= \frac{\varepsilon_2 \mu_2 n^2 - i n \mu_2 \sigma_2}{c^2}, & \varkappa_2^2 &= \frac{k_2^2}{\mu_2}. \end{aligned}$$

c = Lichtgeschwindigkeit, n = Schwingungszahl in 2π Zeiteinheiten. Die Symmetrieachse z geht natürlich durch den Dipol.

Die Funktion π, im ersten Medium, also π_1, ist für unsere Zwecke am bequemsten in folgender Reihenentwickelung[1])

1) l. c. S. 713. Der Integrationsweg ist eine Schleife in der komplexen Ebene um den Punkt $\lambda = k_1$, die sich ins Unendliche erstreckt. Die Formel gilt für kleine „numerische Entfernungen".

(6) $$\pi_1 = \frac{\varkappa_1^2 + \varkappa_2^2}{\varkappa_2^2} \sum_0^\infty \left(- \frac{k_1^2 \sqrt{k_1^2 - k_2^2}}{k_2^2}\right)^\nu \cdot X_\nu$$

mit der Abkürzung

(6a) $$X_\nu = \frac{1}{2} \int \frac{\lambda \, d\lambda}{(\lambda^2 - k_1^2)^{\frac{\nu+1}{2}}} H_1(\lambda r) e^{-\sqrt{\lambda^2 - k_1^2} \cdot z},$$

wobei der Zeitfaktor des Wellenvorganges in der Form e^{-int} zu denken ist. Hier ist $H_1(x)$ die Hankel'sche Zylinderfunktion, welche für größere Argumente den Näherungswert annimmt

(7) $$H_1(x) = \sqrt{\frac{2}{\pi x}} \, e^{i\left(x - \frac{\pi}{4}\right)}.$$

Zwischen den Integralen X mit verschiedenen Indizes ν besteht eine Rekursionsformel, welche wir leicht ableiten können, indem wir X_ν nach k_1 differenzieren. Es ergibt sich

(8a) $$X_{\nu+2} = \frac{1}{\nu+1} \left[\frac{1}{k_1} \frac{\partial X_\nu}{\partial k_1} - z X_{\nu+1} \right].$$

Diese Formel gestattet uns sämtliche Größen X zu berechnen, sobald uns X_0 und X_1 bekannt sind.

Nun ist[1])

(8) $$X_0 = \frac{1}{2} \int \frac{\lambda \, d\lambda}{\sqrt{\lambda^2 - k_1^2}} H_1(\lambda r) e^{-\sqrt{\lambda^2 - k_1^2} \cdot z} = \frac{e^{ik_1 R}}{R},$$

hier ist $R = \sqrt{r^2 + z^2}$ die Entfernung vom Ursprung. Es erübrigt also noch das Integral

$$X_1 = \frac{1}{2} \int \frac{\lambda \, d\lambda}{(\lambda^2 - k_1^2)} H_1(\lambda r) e^{-\sqrt{\lambda^2 - k_1^2} \cdot z}$$

auszuwerten. Wenn wir $e^{-\sqrt{\lambda^2 - k_1^2} \cdot z}$ entwickeln, wird dies

$$X_1 = \frac{1}{2} \int \frac{\lambda \, d\lambda}{\lambda^2 - k_1^2} H_1(\lambda r) \Big\{ 1 - z\sqrt{\lambda^2 - k_1^2} + \frac{z^2}{2!} (\sqrt{\lambda^2 - k_1^2})^2 - \\ - \frac{z^3}{3!} (\sqrt{\lambda^2 - k_1^2})^3 + \dots \Big\},$$

oder

1) l. c. S. 694.

$$(9)\quad X_1 = \frac{1}{2}\int \frac{\lambda\, d\lambda}{\lambda^2 - k_1^2} H_1(\lambda r) - \frac{z}{2}\int \frac{\lambda\, d\lambda}{\sqrt{\lambda^2 - k_1^2}} H_1(\lambda r) +$$
$$+ \frac{z^2}{2\cdot 2!}\int \lambda\, d\lambda\, H_1(\lambda r) + \ldots + \frac{(-z)^n}{2\cdot n!}\int \lambda\, d\lambda (\sqrt{\lambda^2 k_1^2})^{n-2} H_1(\lambda r) + \ldots$$

Der erste Term dieser Entwickelung ist nach dem Satze von Cauchy gleich $\frac{\pi i}{2} H_1(k_1 r)$. Die Koeffizienten der anderen Terme lassen sich unter den allgemeinen Ausdruck bringen

$$(10)\qquad L_n = \frac{1}{2}\int (\sqrt{\lambda^2 - k_1^2})^{n-2} H_1(\lambda r)\, \lambda\, d\lambda$$

Wiederum aus dem Cauchy'schen Satze ersehen wir sofort, daß alle L_n mit geradem n verschwinden, da dann der Integrand überhaupt keine Singulärpunkte besitzt. Wir brauchen uns also nur mit den L_n mit ungeradem n zu beschäftigen. Multiplizieren wir die Formel (10) mit $k_1\, d k_1$ und integrieren unter dem Integralzeichen nach k_1 zwischen den Grenzen 0 und k_1, so ergibt sich

$$\frac{1}{2}\int_0^{k_1}\int (\sqrt{\lambda^2 - k_1^2})^{n-2} H_1(\lambda r)\lambda\, d\lambda \cdot k_1\, dk_1 = -\frac{1}{n}\cdot\frac{1}{2}\int (\sqrt{\lambda^2 - k_1^2})^n H_1(\lambda r)\lambda\, d\lambda,$$

da der von der unteren Grenze herrührende Bestandteil nach dem Cauchy'schen Satze fortfällt, oder

$$(11)\qquad L_{n+2} = -n\int_0^{k_1} L_n k_1\, d k_1 .$$

Das ist eine Rekursionsformel zur Berechnung von L_n. Zunächst ist zu berücksichtigen, daß sich L_1 nach Gleichung (8) aus X_0 ergibt, wenn wir $z = 0$ setzen. Es folgt

$$L_1 = \frac{1}{2}\int \frac{\lambda\, d\lambda}{\sqrt{\lambda^2 - k_1^2}} H_1(\lambda r) = \frac{e^{i k_1 r}}{r}.$$

Durch Anwendung der Formel (11) erhalten wir ferner

$$L_3 = -\int_0^{k_1} k_1 \frac{e^{i k_1 r}}{r}\, d k_1 = -\left(\frac{k_1}{i r} - \frac{1}{(i r)^2}\right)\frac{e^{i k_1 r}}{r}.$$

Wir wollen uns im folgenden auf solche Entfernungen r beschränken, welche so groß sind, daß man 1 gegen $i k_1 r$ vernachlässigen kann, dann erhalten wir

$$(11\text{a})\quad \begin{cases} L_1 = \dfrac{e^{i k_1 r}}{r}, \\ L_3 = -\dfrac{1}{r}\,\dfrac{k_1}{i r}\, e^{i k_1 r}, \\ L_5 = 1 \cdot 3 \left(\dfrac{k_1}{i r}\right)^2 \dfrac{e^{i k_1 r}}{r}, \\ \overline{\qquad\qquad\qquad\qquad} \\ L_{2\mu+1} = 1 \cdot 3 \cdot 5 \ldots (2\mu - 1) \left(-\dfrac{k_1}{i r}\right)^{\mu} \dfrac{e^{i k_1 r}}{r}. \end{cases}$$

Wenn wir dies in Gleichung (9) einsetzen, so wird

$$X_1 = \frac{\pi i}{2} H_1 (k_1 r) - \frac{e^{i k_1 r}}{r} \left\{ z - \frac{1}{3!}\,\frac{k_1}{i r}\, z^3 + \frac{1 \cdot 3}{5!} \left(\frac{k_1}{i r}\right)^2 z^5 - \right.$$
$$\left. - \frac{1 \cdot 3 \cdot 5}{7!} \left(\frac{k_1}{i r}\right)^3 z^7 + \ldots \right\}$$

Bezeichnen wir die Klammer mit U, so ist

$$\frac{dU}{dz} = 1 - \frac{k_1 z^2}{2 i r} + \frac{1}{2!} \left(\frac{k_1 z^2}{2 i r}\right)^2 - \frac{1}{3!} \left(\frac{k_1 z^2}{2 i r}\right)^3 + \ldots = e^{-\frac{k_1 z^2}{2 i r}} = e^{i \frac{k_1 z^2}{2 r}}.$$

Daher

$$U = \int_0^z e^{i \frac{k_1 z^2}{2 r}} dz.$$

Wir erhalten somit für X_1 folgenden geschlossenen Ausdruck

$$X_1 = \frac{\pi i}{2} H_1 (k r) - \frac{1}{r} e^{i k_1 r} \int_0^z e^{\frac{i k_1 z^2}{2 r}} dz,$$

oder wenn wir Gleichung (7) benutzen

$$X_1 = \sqrt{\frac{\pi r}{2 k_1}}\, e^{\frac{i \pi}{4}} \frac{e^{i k_1 r}}{r} - \frac{e^{i k_1 r}}{r} \int_0^z e^{i \frac{k_1 z^2}{2 r}} dz.$$

Jetzt wenden wir uns wieder zu Gleichung (6). Es zeigt sich, daß der Ausdruck

$$(12)\qquad A = \frac{k_1^{\,2} \sqrt{k_2^{\,2} - k_2^{\,2}}}{k_2^{\,2}}$$

für die meisten praktisch vorkommenden Bodenbeschaffenheiten klein

ist, so daß uns nichts Wesentliches der Vorgänge entgehen wird, wenn wir nach dem Glied mit X_2 abbrechen. Daher erübrigt es noch X_2 nach Gleichung (8a) zu berechnen

$$X_2 = \frac{1}{k_1}\frac{dX_0}{dk_1} - zX_1,$$

oder

$$X_2 = \frac{i}{k_1}e^{ik_1R} - \frac{z}{r}e^{ik_1r}\left[\sqrt{\frac{\pi r}{2k_1}}e^{\frac{i\pi}{4}} - \int_0^z e^{i\frac{k_1z^2}{2r}}dz\right].$$

Nach Gleichung (6) haben wir

$$\pi_1 = \frac{\varkappa_1^2 + \varkappa_2^2}{\varkappa_2^2}\{X_0 - AX_1 + A^2X_2\},$$

oder, wenn wir die gewonnenen Ausdrücke einsetzen

$$\pi_1 = \frac{\varkappa_1^2 + \varkappa_2^2}{\varkappa_2^2}\left\{e^{ik_1R}\left(\frac{1}{R} + \frac{iA^2}{k_1}\right) - A(1+zA)\frac{e^{ik_1r}}{r}\cdot\right.$$
$$\left.\cdot\left[\sqrt{\frac{\pi r}{2k_1}}e^{\frac{i\pi}{4}} - \int_0^z e^{i\frac{k_1z^2}{2r}}dz\right]\right\}$$

Hieraus leiten wir die Größe, auf die es uns ankommt, ab:

$$Q = r\frac{\partial\pi_1}{\partial r} = \frac{\varkappa_1^2 + \varkappa_2^2}{\varkappa_1^2}\left\{\frac{r^2}{R}\left(\frac{ik_1}{R} - A^2\right)e^{ik_1R} - A(1+Az)\sqrt{\frac{\pi rk_1}{2}}e^{i\left(k_1r - \frac{\pi}{4}\right)}\right.$$
$$\left. + A(1+Az)ik_1e^{ik_1r}\left(1 - \frac{z^2}{2r^2}\right)\int_0^z e^{\frac{ik_1z^2}{2r}}dz\right\}$$

Wir erhalten die Gleichung der elektrischen Kraftlinien, wenn wir den reellen Teil von Q einer Konstanten gleich setzen. Setzen wir

(13) $$A = a(\cos\varphi + i\sin\varphi),$$

und bezeichnen wir mit

$$C(u) = \int_0^u \cos\tfrac{1}{2}\pi u^2du, \qquad S(u) = \int_0^u \sin\tfrac{1}{2}\pi u^2du$$

die beiden Fresnel'schen Integrale, so können wir die gesuchte Gleichung in folgender Form schreiben

$$
(14)\quad \begin{cases}
\frac{r^2}{R}\left[-\frac{k_1}{R}\sin(k_1 R) - a^2\cos(k_1 R + 2\varphi)\right] - a\sqrt{\frac{\pi r k_1}{2}}\cdot \\
\qquad\cdot\left[\cos\left(k_1 r + \varphi - \frac{\pi}{4}\right) + a z\cos\left(k_1 r + 2\varphi - \frac{\pi}{4}\right)\right] + \\
- a\sqrt{\pi r k_1}\left(1 - \frac{z^2}{2r^2}\right)\cdot\left\{C\left(\sqrt{\frac{k_1}{\pi r}}\cdot z\right)\cdot[\sin(\varphi + k_1 r) + \right. \\
\qquad + a z\sin(2\varphi + k_1 r)] + S\left(\sqrt{\frac{k_1}{\pi r}}\cdot z\right)\cdot[\cos(\varphi + k_1 r) + \\
\qquad\left. + a z\cos(2\varphi + k_1 r)]\right\} = \text{const.}
\end{cases}
$$

5. Rechnungen und Resultate. — Für den Einfluß der Erde auf die Ausbreitung von Wellen ist ihre Leitfähigkeit wesentlicher als ihre Dielektrizitätskonstante, es ist daher gerechtfertigt diese gegenüber jener zu vernachlässigen. Berücksichtigen wir dies in Gleichungen (5), (12), (13), so wird

$$\varphi = -\frac{\pi}{4},$$

a^2 ist dann der Leitfähigkeit umgekehrt proportional.

Andererseits ist für Luft $\varepsilon_1 = \mu_1 = 1$, $\sigma_1 = 0$, also

$$k_1 = \frac{2\pi}{\lambda},$$

wo λ die Wellenlänge ist. Im folgenden werden wir uns r, R, z stets in Wellenlängen ausgedrückt denken. Dann schreibt sich die Gleichung (mit $k_1 = 2\pi$) so

$$
(15)\quad \begin{cases}
Q = -\frac{2\pi r^2}{R^2}\sin 2\pi R + \pi a\sqrt{r}\sin k_1 r - \pi a^2\sqrt{r}\cdot z\sin\left(2\pi r - \frac{\pi}{4}\right) + \\
\qquad - a\pi\sqrt{2r}\sin\left(2\pi_1 r - \frac{\pi}{4}\right)\cdot C\left(\sqrt{\frac{2}{r}}\cdot z\right) + \\
- \pi a\sqrt{2r}\cdot S\left(\sqrt{\frac{2}{r}}\cdot z\right)\cdot\cos\left(2\pi r - \frac{\pi}{4}\right) + \pi a^2\cdot\sqrt{2r}\cdot z\cdot \\
\quad\cdot C\left(\sqrt{\frac{2}{r}}\cdot z\right)\cdot\cos 2\pi r - \pi a^2\cdot\sqrt{2r}\cdot z\cdot S\left(\sqrt{\frac{2}{r}}\cdot z\right)\cdot\sin 2\pi r + \\
+ \pi a\sqrt{2r}\cdot\frac{z^2}{2r^2}C\left(\sqrt{\frac{2}{r}}\cdot z\right)\sin\left(2\pi r - \frac{\pi}{4}\right) + \pi a\sqrt{2r}\cdot \\
\qquad\cdot\frac{z^2}{2r^2}S\left(\sqrt{\frac{2}{r}}\cdot z\right)\cos\left(2\pi r - \frac{\pi}{4}\right) = \text{const.}
\end{cases}
$$

mit den zulässigen Vernachlässigungen. Das ist die Gleichung, welche zur Berechnung der unten folgenden Kurven diente.

Da es hier darauf ankommt den Einfluß einer unvollkommenen Leitfähigkeit der Erde zu zeigen, wollen wir letztere nicht zu groß wählen, es wurde im folgenden $a = \frac{1}{30}$ gesetzt[1]). Der Abstand vom Ursprung r wurde gleich 30 Wellenlängen angenommen.

Bei der Berechnung wurde in folgender Weise vorgegangen. Es wurde zunächst Q aus Gleichung (15) für ein konstantes z und je

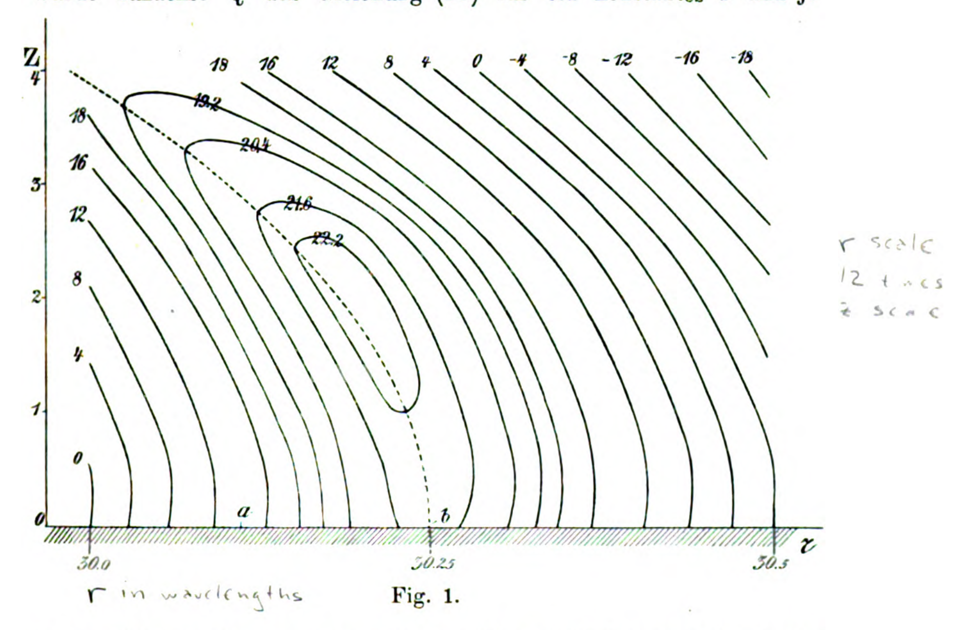


Fig. 1.

36 verschiedene Werte von r zwischen 30 und 30,5 ausgerechnet, die also zu dem Bereich einer halben Wellenlänge im Abstande von 30 Wellenlängen vom Sender gehören. Diese Werte von Q wurden in ein Hilfsdiagramm eingetragen, mit r als Abszisse und Q als Ordinate, und durch die 36 Punkte wurde eine Kurve gezogen. Nachdem eine Reihe solcher Kurven fertig war, konnte man aus dem Hilfsdiagramm bequem die zugehörigen z und r entnehmen. Die auf diese Weise gewonnene Zeichnung zeigt Fig. 1.

1) Nach Zenneck (Ann. d. Phys. **23**, 859, 1907) hält diese Zahl für die Wellenlänge von 2 km die Mitte zwischen den Werten für Seewasser und nassem Boden.

Zum Vergleich ist in Fig. 2 der Verlauf der elektrischen Kraftlinien im Falle einer unendlich gut leitenden Erde (nach Hertz und Abraham[1]) angegeben. In beiden Figuren ist der Maßstab von z 12 mal kleiner gewählt als der von r, so daß die punktierten Linien den vom Sender als Mittelpunkt beschriebenen Kreisbogen darstellen. Die an den einzelnen Linien stehenden Zahlen geben die entsprechenden Werte von Q in willkürlichen Einheiten.

Es fällt zunächst auf, daß in Fig. 2 alle Kraftlinien auf der Erde senkrecht stehen, während sie in Fig. 1 zur Erde geneigt sind. Der

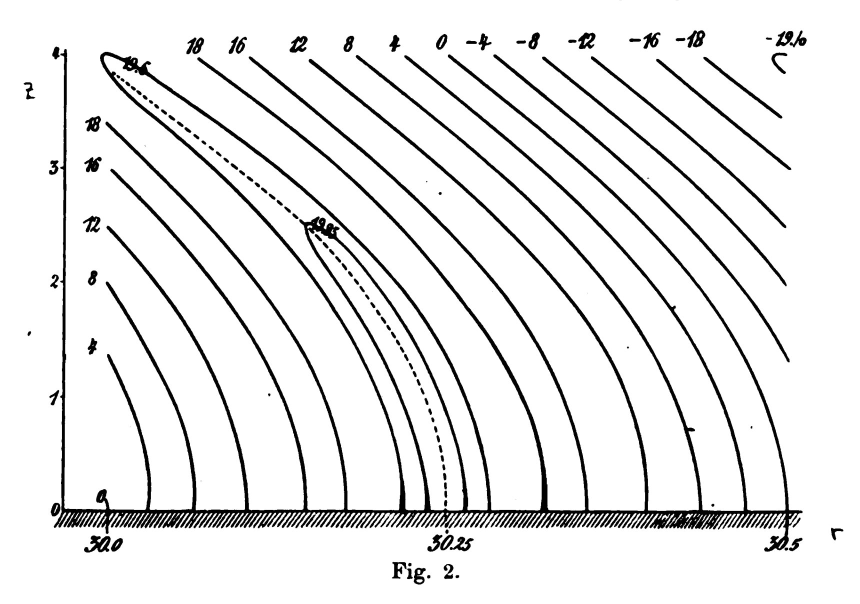


Fig. 2.

zu den Kraftlinien stets senkrechte Energiefluß bewegt sich also im Falle einer unendlich gut leitenden Erde an deren Oberfläche letzterer parallel, ohne jemals in sie eintreten zu können. Im Falle unvollkommen leitenden Bodens dagegen tritt der Energiefluß an der Oberfläche fortwährend in die Erde ein (bzw. aus ihr heraus). Um dies näher verfolgen zu können, haben wir in den Fig. 3 u. 4 die zeitliche Änderung illustriert, welche die elektrische Kraft und der Energiefluß (Poynting'scher Vektor) während einer Schwingungsperiode erleiden. Die Kurven werden von den Endpunkten der beiden von dem

1) H. Hertz, l. c.; M. Abraham, Phys. Ztschr. 2, 329, 1901; Theorie der Elektrizität 2, § 34.

O-Punkte aus aufgetragenen Vektoren durchlaufen, und zwar wird die Kurve in Fig. 4 während einer Periode zweimal beschrieben. Korrespondierende Punkte der Fig. 1, 3 u. 4 sind mit den gleichen Buchstaben bezeichnet[2]. In Fig. 3 ist der Maßstab der Abszissen hundertmal so groß wie der der Ordinaten, in Fig. 4 umgekehrt. Wir sehen, daß die elektrische Kraft im Durchschnitt vorgeneigt ist, und auch, daß die Energie während des bei weitem größeren Teiles der Periode in die Erde eintritt.

Bei weiterem Vergleich der Fig. 1 u. 2 sehen wir, daß in beiden zwischen je zwei Linien, welche $Q = 0$ entsprechen, und welche ins

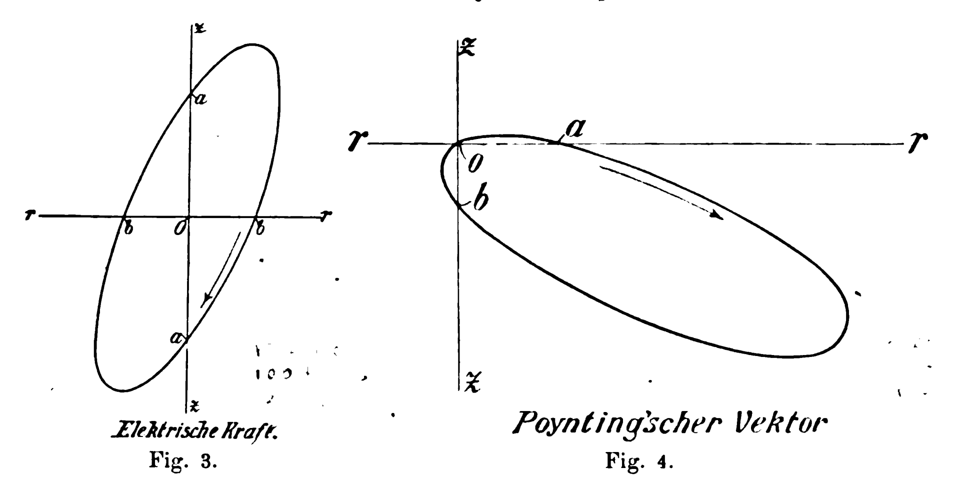


Fig. 3. Fig. 4.

Unendliche gehen, ein System von Linien eingeschlossen ist, die sich im Endlichen schließen und die um einen Kern angeordnet sind. Im Falle des vollkommenen Leiters (Fig. 2) liegt dieser Kern in der Trennungsebene, im Falle des nicht unendlich guten Leiters dagegen erscheint er in das 1. Medium hinaufgedrückt.

6. Lage der Kerne. — Es ist interessant, etwas darüber zu erfahren, wie sich der Verlauf der Kraftlinien mit der Leitfähigkeit der Erde und der Entfernung vom Ursprung ändert. Einiges in dieser Richtung könnte uns die Lage der Kerne geben, deren Abhängigkeit von den genannten Faktoren wir jetzt verfolgen wollen. Berücksichtigen wir, daß jeder Kern einem Maximum (bzw. Minimum) von Q entspricht, so ist seine Lage durch die beiden Gleichungen

2) Hier ist wie oben $a = \frac{1}{30}$, $r = 30$ gesetzt.

$$\frac{\partial Q}{\partial z} = 0, \qquad \frac{\partial Q}{\partial r} = 0$$

gegeben. Begnügen wir uns mit der ersten dieser Gleichungen, so gibt sie uns eine Kurve (oder ein System von Kurven), auf der sämtliche Kerne liegen. Wenn wir Gleichung (15) nach z differenzieren und uns mit der ersten Annäherung begnügen, gelangen wir zur Gleichung

$$\frac{k_1 z}{r} \cos\left(\frac{k_1 z^2}{2r}\right) + \frac{a\sqrt{2}}{2}\left[\sin\frac{k_1 z^2}{2r} - \cos\frac{k_1 z^2}{2r}\right] = 0.$$

die man auch so schreiben kann

$$\text{(16)} \qquad \operatorname{tg}\frac{k_1 z^2}{2r} = 1 - \frac{\sqrt{2}\, k_1 z}{a r}.$$

Aus dieser Gleichung ersehen wir zunächst, daß mit abnehmendem a (also zunehmender Leitfähigkeit) die Höhe der Kerne immer kleiner wird. Schließlich für $a = 0$ ist auch $z = 0$. Ferner ist bei kleinem $\frac{k_1 z^2}{2r}$, also für den untersten der durch Gleichung (16) gegebenen Kurvenäste, $\operatorname{tg}\frac{k_1 z^2}{2r}$ mit genügender Annäherung durch $\frac{k_1 z^2}{2r}$ zu ersetzen

$$\frac{k_1 z^2}{2r} = 1 - \frac{\sqrt{2}\, k_1 z}{a r},$$

oder

$$a z^2 + 2\sqrt{2} z = \frac{a r}{\pi}.$$

Der Kern folgt also einer nach unten konkaven Parabel. Interessant ist es, daß nach Gleichung (16) über den ersten Kernen noch weitere Kerne liegen müssen. Das läßt sich vielleicht dadurch verstehen, daß, wie aus Fig. 4 ersichtlich, der Energiefluß an gewissen Stellen dicht an der Erdoberfläche von der Erde aufwärts gerichtet ist, was zu Interferenzerscheinungen Anlaß geben könnte. Um einen Begriff von dem Verlauf der Kraftlinien in etwas größerer Höhe zu gewinnen, wurden die Rechnungen bis $z = 8$ ausgedehnt. Die Resultate sind in Fig. 5 gegeben.

Indessen beanspruchen die höheren Partien keine große Genauigkeit, da einerseits hier die in Gleichung (11a) gemachten Vernach-

lässigungen schon mehr ins Gewicht fallen, andererseits eine bei Ableitung von Gleichung (6) gemachte Ungenauigkeit möglicherweise Einfluß gewinnt.

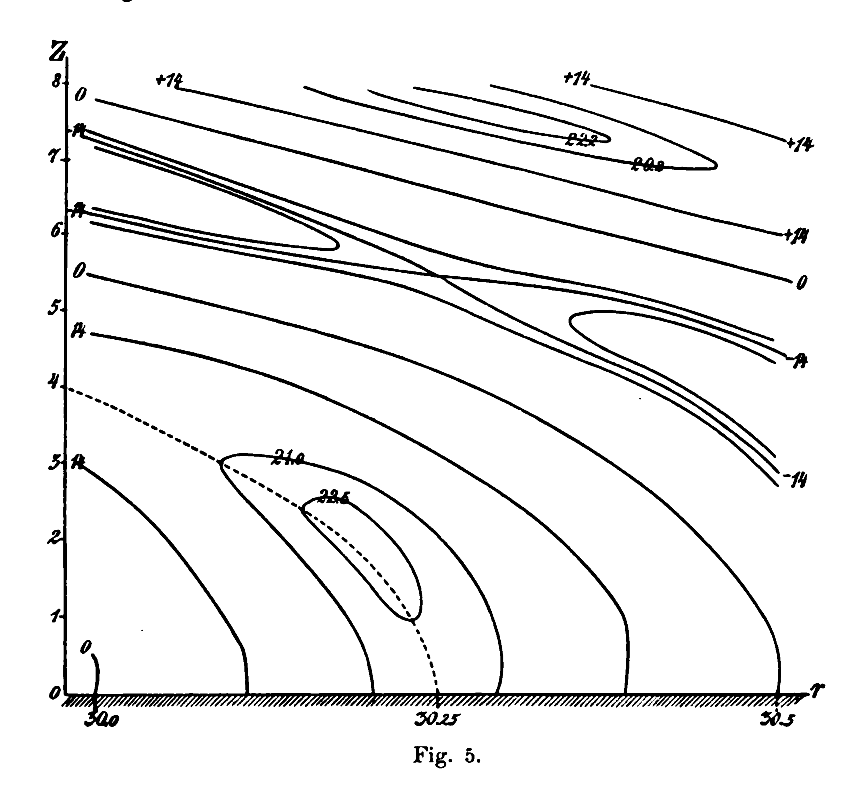


Fig. 5.

Herrn Prof. A. Sommerfeld fühle ich mich für die Anregung zu dieser kleinen Untersuchung und sein stetiges Interesse an derselben zu aufrichtigem Dank verpflichtet.

(Eingesandt 30. August 1910.)

Theorie dreier gekoppelter Oszillationskreise.[1])

Von B. Macků.

In einer früheren Arbeit[2]) habe ich eine strenge Berechnung des Strom- und Potentialeffektes in einem Sekundärkreise, der sowohl magnetisch als auch elektrisch mit einem Primärkreise gekoppelt ist, durchgeführt und auch die Bedingungen zugegeben, unter welchen eine Resonanzmethode zur Messung der Schwingungszahl und Dämpfung des Primärkreises zulässig ist.

Die vorliegende Arbeit ist eine Fortsetzung der früheren, indem sie die Rechnung an drei Oszillationskreisen erweitert. Die Koppelung des Primär- und Sekundärkreises ist ganz allgemein gewählt (magnetisch, elektrisch und galvanisch und beliebig eng). Beliebige Spezialfälle können dann durch geeignete Spezialisierung der betreffenden Konstanten erhalten werden.

Es wird auch in dieser Arbeit, wie in der früheren, die Quasistationarität der Stromintensitäten und die Konstanz des Funkenwiderstandes vorausgesetzt.

Obwohl eine Umformung der erhaltenen mathematischen Ausdrücke für die Anwendung bei praktischen Messungen sehr wünschenswert wäre, bin ich doch derzeit nicht imstande irgendeine anzugeben, da die hier gewonnenen Resultate weit komplizierter als diejenigen für zwei Oszillationskreise sind und eine solche Form besitzen, daß irgendwelche Vereinfachung — durch Auslassen der Glieder mit höheren Potenzen von Dämpfungen, wie es bei zwei Oszillationskreisen möglich war — die allgemeine Gültigkeit der Formeln ernstlich erschüttert oder zu Bedingungen führt, die nur in praktisch ungenügenden Spezialfällen befriedigt sind (feste Koppelung), oder sich überhaupt nicht realisieren lassen. (Die Dämpfung des dritten Oszillationskreises soll verschwindend klein sein gegen die Dämpfungen des Primär- und Sekundärkreises.)

Für ein System von drei Oszillationskreisen, von denen der primäre mit dem sekundären ganz beliebig (magnetisch, elektrisch und galvanisch) gekoppelt ist, der dritte aber mit beiden früheren nur sehr lose und magnetisch, gelten die Differentialgleichungen:

---

1) Aus den Sitzungsberichten der Königl. Böhm. Gesellschaft der Wissenschaften in Prag 1909.

2) Jahr. 2, 251, 1909.

$$(1) \qquad V_1'' + 2\delta_1 V_1' + b_1 V_1 = k_{12} V_2'' + 2 l_{12} V_2' + m_{12} V_2$$
$$(2) \qquad V_2'' + 2\delta_2 V_2' + b_2 V_2 = k_{21} V_1'' + 2 l_{21} V_1' + m_{21} V_1 .$$
$$(3) \qquad V_3'' + 2\delta_3 V_3' + b_3 V_3 = k_{31} V_1'' + k_{32} V_2''$$

wo bedeutet

$$2\delta_1 = \frac{R_1}{L_{11}} \qquad 2\delta_2 = \frac{R_2}{L_{22}}$$
$$b_1 = \frac{C_1 + C_{12}}{C_1 C_{12} L_{11}} \qquad b_2 = \frac{C_2 + C_{12}}{C_2 C_{12} L_{22}}$$
$$k_{12} = \frac{L_{12} C_2}{L_{11} C_1} \qquad k_{21} = \frac{L_{21} C_1}{L_{22} C_2}$$
$$2 l_{12} = \frac{R_{12} C_2}{L_{11} C_1} \qquad 2 l_{21} = \frac{R_{21} C_1}{L_{22} C_2}$$
$$m_{12} = \frac{C_2}{C_1 C_{12} L_{11}} \qquad m_{21} = \frac{C_1}{C_2 C_{12} L_{22}}$$
$$k_{31} = \frac{L_{31} C_1}{L_{33} C_3} \qquad k_{31} = \frac{L_{32} C_2}{L_{33} C_3}$$

R_1 und R_2 bedeutet den ganzen Widerstand des Primärkreises resp. Sekundärkreises, d. h. auch den gemeinschaftlichen Widerstand R_{12}. Die übrigen Buchstaben haben dieselbe Bedeutung wie in der früheren Arbeit.

Aus den simultanen Gleichungen (1) und (2) ergibt sich für V_1 und V_2 die Differentialgleichung:

$$(4) \qquad V'''' + PV''' + QV'' + RV' + SV = 0$$

wo P, Q, R, S die Koeffizienten der folgenden biquadratischen Gleichung sind:

$$(5) \qquad (x^2 + 2\delta_1 x + b_1)(x^2 + 2\delta_2 x + b_2) - (k_{12} x^2 + 2 l_{12} x + m_{12})$$
$$(k_{21} x^2 + 2 l_{21} x + m_{21}) = 0$$

also:

$$(6) \quad \begin{cases} P = \dfrac{2(\delta_1 + \delta_2) - 2(k_{21} l_{12} + k_{12} l_{21})}{1 - k^2} = 2(\delta_1' + \delta_2') \\ Q = \dfrac{b_1 + b_2 + 4\delta_1 \delta_2 - (k_{21} m_{12} + k_{12} m_{12} + 4 l_{12} l_{21})}{1 - k^2} = \\ \qquad = b_1' + b_2' + 4\delta_1' \delta_2' \\ R = \dfrac{2(\delta_1 b_2 + \delta_2 b_1) - 2 (l_{21} m_{12} + l_{12} m_{21})}{1 - k^2} = 2(\delta_1' b_2' + \delta_2' b_1') \\ S = \dfrac{b_1 b_2 - m_{12} m_{21}}{1 - k^2} = b_1' b_2' \end{cases}$$

Die durch diese Gleichungen definierten Größen δ_1' und δ_2', b_1' und b_2' sind die Koeffizienten von zwei quadratischen Gleichungen, deren Produkt

$$(x^2 + 2\,\delta_1'\,x + b_1')(x^2 + 2\,\delta_2'\,x + b_2') = 0$$

identisch ist mit der determinierenden Gleichung (5). Diese Größen entsprechen also in gekoppelten Kreisen den Konstanten δ_1, δ_2, b_1, b_2 in ungekoppelten Kreisen.

Bezeichnet man:

$$U = k_{31}\,V_1 + k_{32}\,V_2 \tag{7}$$

dann ist U auch im Integral von Gleichung (4) und das Problem von drei Oszillationskreisen ist in unserem Falle gegeben durch folgendes System von Differentialgleichungen:

$$\left\{\begin{aligned} U'''' + P\,U''' + Q\,U'' + R\,U' + S\,U &= 0 \\ V_3'' + 2\,\delta_3\,V_3' + b_3\,V_3 &= U''. \end{aligned}\right. \tag{8}$$

Die Integrationskonstanten werden aus den Anfangsbedingungen bestimmt, und diese sind ganz allgemein:

$$\left\{\begin{array}{lll} \text{für } t = 0 & & \\ V_{10} = F_1 & V_{20} = F_2 & V_{30} = 0 \\ V_{10}' = 0 & V_{20}' = 0 & V_{30}' = 0 \end{array}\right. \tag{9}$$

Aus den Gleichungen (1) und (2) folgt für $t = 0$

$$\left\{\begin{aligned} V_{10}'' + b_1\,F_1 &= k_{12}\,V_{20}'' + m_{12}\,F_2 \\ V_{20}'' + b_2\,F_2 &= k_{21}\,V_{10}'' + m_{21}\,F_1 \end{aligned}\right. \tag{10}$$

Differentiert man die Gleichung (1) und (2) nach t, dann bekommt man für $t = 0$:

$$\left\{\begin{aligned} V_{10}''' + 2\,\delta_1\,V_{10}'' &= k_{12}\,V_{20}''' + 2\,l_{12}\,V_{20}'' \\ V_{20}''' + 2\,\delta_2\,V_{20}'' &= k_{21}\,V_{10}''' + 2\,l_{21}\,V_{10}'' \end{aligned}\right. \tag{11}$$

Die Gleichungen (10) und (11) geben also für $t = 0$:

$$\left\{\begin{aligned} V_{10}'' &= -\frac{b_1 - k_{12}\,m_{21}}{1 - k^2}\,F_1 + \frac{m_{12} - k_{12}\,b_2}{1 - k^2}\,F_2 \\ V_{20}'' &= \frac{m_{12} - k_{21}\,b_1}{1 - k^2}\,F_1 - \frac{b_2 - k_{21}\,m_{12}}{1 - k^2}\,F_2 \\ V_{10}''' &= \frac{2(\delta_1 - k_{12}\,l_{21})(b_1 - k_{12}\,m_{21}) + 2(l_{12} - k_{12}\,\delta_2)(m_{21} - k_{21}\,b_1)}{(1 - k^2)^2}\,F_1 \\ &\quad - \frac{2(\delta_1 - k_{12}\,l_{21})(m_{12} - k_{12}\,b_2) + 2(l_{12} - k_{12}\,\delta_2)(b_2 - k_{21}m_{12})}{(1 - k^2)^2}\,F_2 \end{aligned}\right. \tag{12}$$

$$(12)\quad \begin{cases} V_{20}''' = \dfrac{2(l_{21}-k_{21}\delta_1)(b_1-k_{12}m_{21})+2(\delta_2-k_{21}l_{12})(m_{21}-k_{21}b_1)}{(1-k^2)^2}\,F_1 \\ \quad + \dfrac{2(l_{21}-k_{21}\delta_1)(m_{12}-k_{12}b_2)+2(\delta_2-k_{21}l_{12})(b_2-k_{21}m_{12})}{(1-k^2)^2}\,F_2 \end{cases}$$

Mit Hilfe dieser Ausdrücke können für jede Koppelung die notwendigen Konstanten nach folgenden Relationen gefunden werden:

$$(13)\quad \begin{cases} U_0 = k_{31}V_{10} + k_{32}V_{20} \\ U_0' = k_{31}V_{10}' + k_{32}V_{20}' = 0 \\ U_0'' = k_{31}V_{10}'' + k_{32}V_{20}'' \\ U_0''' = k_{31}V_{10}''' + k_{32}V_{20}''' \\ V_{30} = V_{30}' = 0 \end{cases}$$

Multipliziert man die erste der Gleichungen (8) mit den Ausdrücken:

$$V_3',\ V_3'',\ U',\ U'',\ U'''$$

und die zweite mit:

$$V_3',\ U',\ U'',\ U''',\ U''''$$

und integriert man die so entstandenen 10 Gleichungen in den Grenzen $0-\infty$ und benutzt man die Bezeichnung:

$$(14)\quad \begin{cases} \psi(3,3) = \int_0^\infty V_3'^2\,dt & \sigma(3) = \int_0^\infty V_3 U'\,dt \\ \psi = \int_0^\infty U'^2\,dt & \psi(3) = \int_0^\infty V_3' U'\,dt \\ \chi = \int_0^\infty U''^2\,dt & \tau(3) = \int_0^\infty V_3' U''\,dt \\ \zeta = \int_0^\infty U'''^2\,dt & \chi(3) = \int_0^\infty V_3'' U''\,dt \\ & \varrho(3) = \int_0^\infty V_3'' U'''\,dt \\ & \zeta(3) = \int_0^\infty V_3''' U'''\,dt \end{cases}$$

dann erhält man, wenn man noch berücksichtigt, daß V_3 und U mit allen Differentialquotienten für $t=\infty$ gleich Null sind, und daß für $t=0\ldots\ V_{30}' = U_0' = 0$, als Resultat folgendes System von Gleichungen:

$$
(15)\left\{\begin{array}{ll}
a) & -P\chi + R\psi = \frac{1}{2} S U_0''^2 - \frac{1}{2} U_0'''^2 \\
b) & -\zeta + Q\chi - S\psi = \frac{1}{2} P U_0''^2 + U_0'' U_0''' \\
c) & P\zeta - R\chi = \frac{1}{2} U_0'''^2 + \frac{1}{2} Q U_0''^2 + S U_0 U_0'' \\
d) & 2\delta_3 \psi(3,3) - \tau(3) = 0 \\
e) & \chi(3) + 2\delta_3 \tau(3) - b_3 \psi(3) = \chi \\
f) & \varrho(3) - 2\delta_3 \chi(3) - b_3 \tau(3) = -\frac{1}{2} U_0''^2 \\
g) & -\varrho(3) - P\chi(3) + Q\tau(3) + R\psi(3) - S\sigma(3) = 0 \\
h) & -\tau(3) + 2\delta_3 \psi(3) + b_3 \sigma(3) = 0 \\
ch) & -\zeta(3) + P\varrho(3) + Q\chi(3) - R\tau(3) - S\psi(3) = V_{30}'' U_0'' \\
i) & -\zeta(3) - 2\delta_3 \varrho(3) + b_3\chi(3) = -\zeta + V_{30}'' U_0''' - U_0'' U'''
\end{array}\right.
$$

Eliminiert man aus Gleichung $g)$ und $h)$ . . . $\sigma(3)$ und aus $ch)$ und $i)$ . . . $\zeta(3)$ dann bleibt übrig:

$$
(16)\left\{\begin{array}{l}
-b_3\varrho(3) - b_3 P\chi(3) + (b_3 Q - S)\tau(3) + (b_3 R + 2\delta_3 S)\psi(3) = 0 \\
(P + 2\delta_3)\varrho(3) + (Q - b_3)\chi(3) - R\tau(3) - S\psi(3) = \zeta + U_0'' U_0'''
\end{array}\right.
$$

Diese Gleichungen geben mit $e)$ und $f)$ nach Elimination von $\psi(3)$ und $\varrho(3)$:

$$
(17)\left\{\begin{array}{l}
[b_3(-b_3^2 + b_3 Q - S) + 2\delta_3(b_3 R + 2\delta_3 S)]\tau(3) - [b_3^2(P + 2\delta_3) - \\
\qquad - (b_3 R + 2\delta_3 S)]\chi(3) = -\frac{1}{2} b_3^2 U_0''^2 + (b_3 R + 2\delta_3 S)\chi \\
[b_3^2(P + 2\delta_3) - (b_3 R + 2\delta_3 S)]\tau(3) + [-b_3^2 + b_3 Q - S + \\
+ 2\delta_3 b_3(P + 2\delta_3)]\chi(3) = \frac{1}{2} b_3(P + 2\delta_3) U_0''^2 + b_3(U_0'' U_0''' + \zeta) - S\chi
\end{array}\right.
$$

Aus den Gleichungen (17) kann man berechnen $\tau(3)$ oder mit Hilfe der Gleichung $d)$ auch $\psi(3,3)$. Wenn man dem Resultate die Form gibt:

$$
(18) \qquad \psi(3,3) = \frac{M^*}{N^*}
$$

dann ist:

$$
(19)\left\{\begin{array}{l}
N^* = 2\delta_3 [b_3^4 - b_3^3(2Q - P^2 - 2\delta_3 P) + b_3^2\{Q^2 + 2S - \\
\qquad - 2PR - 2\delta_3(3R - PQ) + 4\delta_3^2 Q\} \\
- b_3\{2QS - R^2 + 2\delta_3(3PS - QR) + 4\delta_3^2(4S - PR) - 8\delta_3^3 R\} \\
\qquad + S\{S + 2\delta_3 R + 4\delta_3^2 Q + 8\delta_3^3 P + 16\delta_3^4\}]
\end{array}\right.
$$

$$
(20)\left\{\begin{array}{l}
M^* = \frac{1}{2}[b_3^3 - b_3^2(Q - P^2 - 2\delta_3 P) + b_3(S - PR - 2\delta_3 R) - \\
\qquad - 2\delta_3 S(P + 2\delta_3)] U_0''^2 \\
+ [-R b_3^2 + b_3\{(QR - PS) + 2\delta_3(PR - 2S) + 4\delta_3^2 R\} + \\
\qquad + 2\delta_3 S(Q + 2\delta_3 P + 4\delta_3^2)]\chi \\
+ [b_3^2(P + 2\delta_3) - b_3 R - 2\delta_3 S][\zeta + U_0'' U_0''']
\end{array}\right.
$$

Die Unbekannten χ, ψ lassen sich aus den Gleichungen (1) $a)$ $b)$ $c)$ finden, und zwar ist:

$$(21)\quad \begin{cases} \chi = \dfrac{PS^2 U_0^2 + (QR - PS) U_0''^2 + R[(PU_0'' + U_0''')^2 + 2SU_0U_0'']}{2(PQR - P^2S - R^2)} \\ \psi + U_0'' U_0''' = -\dfrac{RS^2U_0^2 + [Q^2R - PQS - RS - P(PQR - P^2S - R^2)]U_0'' + [QR - PS][(PU_0'' + U_0''')^2 + 2SU_0U_0'']}{2(PQR - P^2S - R^2)} \end{cases}$$

Setzt man die Ausdrücke in die Gleichung (20) ein, dann bekommt man einen Bruch mit dem Nenner $2(PQR - P^2S - R^2)$. Man bezeichnet also das Produkt dieses Ausdruckes und des früheren Nenners (N^*) mit einem Buchstaben (N) und dann kann man den Stromeffekt, welcher durch den Ausdruck

$$(22)\quad \Psi(3,3) = C_3^2\,\psi(3,3)$$

gegeben ist, in der Form schreiben

$$(23)\quad \Psi(3,3) = \frac{M}{N}$$

wo bedeutet:

$$(24)\quad \begin{cases} N = 4\delta_3(PQR - P^2S - R^2)[b_3^4 - b_3^3(2Q - P^2 - 2\delta_3 P) + \\ \qquad + b_3^2\{Q^2 + 2S - 2PR - 2\delta_3(3R - PQ) + 4\delta_3^2 Q\} \\ \quad - b_3\{2QS - R^2 + 2\delta_3(3PS - QR) + 4\delta_3^2(4S - PR) - 8\delta_3^3 R\} \\ \quad + S\{S + 2\delta_3 R + 4\delta_3^2 Q + 8\delta_3^3 P + 16\delta_3^4\}] \end{cases}$$

$$(25)\quad \begin{cases} M = S^2[2\delta_3 R b_3^2 + b_3(PQR - P^2S - R^2 + 2\delta_3 P\{PR - 2S\} + 4\delta_3^2 PR) \\ \qquad + 2\delta_3 S(PQ - R + 2\delta_3 P\{P + 2\delta_3\})]U_0^2 C_3^2 \\ \quad + [b_3^3(PQR - P^2S - R^2) + b_3^2 2\delta_3(Q^2R - RS - PQS) \\ \qquad - b_3(2\delta_3\{2S[QR - PS] - R^3\} - 4\delta_3^2 R\{QR - PS\}) \\ \qquad + 2\delta_3 RS^2 + 4\delta_3^2 R^2 S + 8\delta_3^3 S(QR - PS)]U_0''^2 C_3^2 \\ \quad + [b_3^2(PQR - P^2S - R^2 + 2\delta_3\{QR - PS\}) \\ \qquad + b_3 2\delta_3 R(PR - 2S + 2\delta_3 R) \\ \qquad + 2\delta_3 S(PS + 2\delta_3 R\{P + 2\delta_3\})][(PU_0'' + U_0''')^2 + 2SU_0U_0'']C_3^2 \end{cases}$$

Führt man in diese Gleichungen die Konstanten der gekoppelten Kreise nach Gleichung (6), dann bekommt man:

$$(26)\quad \begin{cases} N = 16\delta_1'\delta_2'\delta_3[(b_1' - b_2')^2 + 4(\delta_1' + \delta_2')(\delta_1' b_2' + \delta_2' b_1')] \\ \qquad [(b_2' - b_3)^2 + 4(\delta_2' + \delta_3)(\delta_2' b_3 + \delta_3 b_2')] \\ \qquad [(b_3 - b_1')^2 + 4(\delta_3 + \delta_1')(\delta_3 b_1' + \delta_1' b_3)] \end{cases}$$

$$
(27)\quad
\left\{
\begin{aligned}
M = {} & b_1'^2 b_2'^2 (4\delta_1'\delta_2' b_3 \{(b_1' - b_2')^2 + 4(\delta_1' + \delta_2')(\delta_1' b_2' + \delta_2' b_1')\} \\
& + 4\delta_2'\delta_3 b_1' \{(b_2' - b_3)^2 + 4(\delta_2' + \delta_3)(\delta_2' b_3 + \delta_3 b_2')\} \\
& + 4\delta_3\delta_1' b_2' \{(b_3 - b_1')^2 + 4(\delta_3 + \delta_1')(\delta_3 b_1' + \delta_1' b_3)\} \\
& + 16\delta_1'\delta_2'\delta_3 \{(\delta_1' b_2' + \delta_2' b_1')(b_1' + b_2') \\
& \qquad + (\delta_2' b_3 + \delta_3 b_2')(b_2' + b_3) \\
& \qquad + (\delta_3 b_1' + \delta_1' b_3)(b_3 + b_1') \\
& \qquad - \delta_1'(b_2' - b_3)^2 - \delta_2'(b_3 - b_1')^2 - \\
& \qquad - \delta_3(b_1 - b_2')^2\}] C_3^2 U_0^2 \\
& + [4\delta_1'\delta_2' b_3^3 \{(b_1' - b_2')^2 + 4\delta_1' + \delta_2')(\delta_1' b_2' + \delta_2 b_1')\} \\
& + 4\delta_2'\delta_3 b_1'^3 \{(b_2' - b_3)^2 + 4(\delta_2' + \delta_3)(\delta_2' b_3 + \delta_3 b_2')\} \\
& + 4\delta_3\delta_1' b_2'^3 \{(b_3 - b_1')^2 + 4(\delta_3 + \delta_1')(\delta_4 b_1' + \delta_1' b_3)\} \\
& + 16\delta_1'\delta_2'\delta_3 \{(\delta_1' b_2' + \delta_2' b_1') b_1' + b_2' + 4\delta_1'\delta_2') b_3^2 \\
& \qquad + (\delta_2' b_3 + \delta_3 b_2')(b_2' + b_3 + 4\delta_2'\delta_3) b_1'^2 \\
& \qquad + (\delta_3 b_1' + \delta_1' b_3)(b_3 + b_1' + 4\delta_3\delta_1') b_2'^2 \\
& \qquad + 8\delta_1'\delta_2'\delta_3 b_1 b_2' b_3^2\}] C_3^2 U_0''^2 \\
& + [4\delta_1'\delta_2' b_3^2 \{(b_1' - b_2')^2 + 4(\delta_1' + \delta_2')(\delta_1' b_2' + \delta_2' b_1')\} \\
& + 4\delta_2'\delta_3 b_1'^2 \{(b_2' - b_3)^2 + 4(\delta_2' + \delta_3)(\delta_2' b_3 + \delta_3 b_2')\} \\
& + 4\delta_3\delta_1' b_2'^2 \{(b_3 - b_1')^2 + 4(\delta_3 + \delta_1')(\delta_3 b_1' + \delta_1' b_3)\} \\
& + 16\delta_1'\delta_2'\delta_3 \{(\delta_1' b_2' + \delta_2' b_1') b_3^2 + (\delta_2' b_3 + \delta_3 b_2') b_1'^2 + \\
& + (\delta_3 b_1' + \delta_1' b_3) b_2'^2 \\
& \qquad + 2(\delta_1' + \delta_2' + \delta_3) b_1' b_2' b_3\}] C_3^2 \\
& \qquad [(2\{\delta_1' + \delta_2'\} U_0'' + U_0''')^2 + 2 b_1' b_2' U_0 U_0'']
\end{aligned}
\right.
$$

Wenn man in Gleichung (24) und (25) P, Q, R und S durch die Konstanten der ungekoppelten Kreise ausdrückt, dann bekommt man für den praktisch wichtigsten Fall magnetischer Koppelung des Primär- und Sekundärkreises:

$$
(28)\quad
\left\{
\begin{aligned}
N = {} & \frac{16\delta_1\delta_2\delta_3}{(1-k^2)^5} [(b_1 - b_2)^2 + 4(\delta_1 + \delta_2)(\delta_1 b_2 + \delta_2 b_1) + \frac{k^2}{\delta_1\delta_2}(\delta_1 b_2 + \\
& \qquad + \delta_2 b_1)^2] \\
& [\{(b_2 - b_3)^2 + 4(\delta_2 + \delta_3)(\delta_2 b_3 + \delta_3 b_2)\}\{(b_3 - b_1)^2 + \\
& + 4(\delta_3 + \delta_1)(\delta_3 b_1 + \delta_1 b_3)\} \\
& - k^2\{2 b_3^2 (b_1 - b_3)(b_2 - b_3) + 4\delta_3 b_3^2 [(\delta_1 b_3 + \delta_3 b_1) + \\
& + (\delta_2 b_3 + \delta_3 b_2) - 3(\delta_1 b_2 + \delta_2 b_1)] \\
& \qquad + 8 b_3 [(\delta_1 b_3 + \delta_3 b_1)(\delta_2 b_3 - \delta_3 b_2) + (\delta_1 b_3 - \\
& \qquad - \delta_3 b_1)(\delta_2 b_3 + \delta_3 b_2)] \\
& \qquad + 16\delta_3^2 (\delta_1 b_3 - \delta_3 b_1)(\delta_2 b_3 - \delta_3 b_2)\} + k^4 b_3^4]
\end{aligned}
\right.
$$

$$
(29)\quad \left\{
\begin{aligned}
M = {} & \frac{b_1^{\,2} b_2^{\,2}}{(1-k^2)^5} [4\,\delta_1\,\delta_2\,b_3\{(b_1-b_2)^2 + 4(\delta_1+\delta_2)(\delta_1 b_2 + \delta_2 b_1)\} \\
& + 4\,\delta_2\,\delta_3\,b_1\{(b_2-b_3)^2 + 4(\delta_2+\delta_3)(\delta_2 b_3 + \delta_3 b_2)\} \\
& + 4\,\delta_3\,\delta_1\,b_2\{(b_3-b_1)^2 + 4(\delta_3+\delta_1)(\delta_3 b_1 + \delta_1 b_3)\} \\
& + 16\delta_1\,\delta_2\,\delta_3\{(\delta_1 b_2 + \delta_2 b_1)(b_1+b_2) \\
& \qquad + (\delta_2 b_3 + \delta_3 b_2)(b_2+b_3) \\
& \qquad + (\delta_3 b_1 + \delta_1 b_3)(b_3+b_1) \\
& \qquad - \delta_1(b_2-b_3)^2 - \delta_2(b_3-b_1)^2 - \\
& \qquad - \delta_3(b_1-b_2)^2\} \\
& + 4k^2\{2\,\delta_1\,\delta_3\,b_2\,b_3(b_1-b_3) + 2\,\delta_2\,\delta_3\,b_1\,b_3(b_2-b_3) \\
& \quad + (\delta_1 b_2 + \delta_2 b_1)(\delta_1 b_2 b_3 + \delta_2 b_3 b_1 + \delta_3 b_1 b_2) \\
& \quad - 4\delta_3^{\,2}(\delta_1+\delta_2)[\delta_1 b_2(b_1+b_3) + \delta_2 b_1(b_2+b_3)]\} \\
& + 4k^4\,\delta_3(\delta_1 b_2 + \delta_2 b_1)\,b_3^{\,2}]\,C_3^{\,2}\,C_0^{\,2} \\
+ {} & \frac{1}{(1-k^2)^3} [4\,\delta_1\,\delta_2\,b_3^{\,3}\{(b_1-b_2)^2 + 4(\delta_1+\delta_2)(\delta_1 b_2 + \delta_2 b_1)\} \\
& + 4\,\delta_2\,\delta_3\,b_1^{\,3}\{(b_2-b_3)^2 + 4(\delta_2+\delta_3)(\delta_2 b_3 + \delta_3 b_2)\} \\
& + 4\,\delta_3\,\delta_1\,b_2^{\,3}\{(b_3-b_1)^2 + 4(\delta_3+\delta_1)(\delta_3 b_1 + \delta_1 b_3)\} \\
& + 16\,\delta_1\,\delta_2\,\delta_2\{(\delta_1 b_2 + \delta_2 b_1)(b_1 + b_2 + 4\,\delta_1\,\delta_2)\,b_3^{\,2} \\
& \qquad + (\delta_2 b_3 + \delta_3 b_2)(b_2 + b_3 + 4\,\delta_2\,\delta_3)\,b_1^{\,2} \\
& \qquad + (\delta_3 b_1 + \delta_1 b_3)(b_3 + b_1 + 4\,\delta_3\,\delta_1)\,b_2^{\,2} \\
& \qquad + 8\,\delta_1\,\delta_2\,\delta_3\,b_1\,b_2\,b_3\} \\
& + 4k^2(\delta_1 b_2 + \delta_2 b_1)(\delta_1 b_2 b_3 + \delta_2 b_3 b_1 + \\
& \qquad + \delta_3 b_1 b_2)\,b_3^{\,2}]\,C_3^{\,2}\,U_0''^{\,2} \\
+ {} & \frac{1}{(1-k^2)^3} [4\,\delta_1\,\delta_2\,b_3^{\,2}\{(b_1-b_2)^2 + 4(\delta_1+\delta_3)(\delta_1 b_2 + \delta_2 b_1)\} \\
& + 4\,\delta_2\,\delta_3\,b_1^{\,2}\{(b_2-b_3)^2 + 4(\delta_2+\delta_3)(\delta_2 b_3 + \delta_3 b_1)\} \\
& + 4\,\delta_3\,\delta_1\,b_2^{\,2}\{(b_3-b_1)^2 + 4(\delta_3+\delta_1)(\delta_3 b_1 + \delta_1 b_3)\} \\
& + 16\,\delta_1\,\delta_2\,\delta_3\{(\delta_1 b_2 + \delta_2 b_1)\,b_3^{\,2} + (\delta_2 b_3 + \delta_3 b_2)\,b_1^{\,2} + \\
& \quad + (\delta_3 b_1 + \delta_1 b_3)\,b_2^{\,2} + 2(\delta_1+\delta_2+\delta_3)\,b_1\,b_2\,b_3\} \\
& + 4k^2\{\delta_1\,\delta_3\,b_2^{\,2}\,b_3(b_1-b_3) + \delta_2\,\delta_3\,b_1^{\,2}\,b_3(b_2-b_3) \\
& \qquad + (\delta_1 b_2 + \delta_2 b_1)(\delta_1 b_2 b_3 + \delta_2 b_3 b_1 + \\
& \qquad + \delta_3 b_1 b_2)(b_3 + 4\,\delta_3^{\,2}) \\
& \qquad + 4\,\delta_1\,\delta_2\,\delta_3(\delta_1 b_2 + \delta_2 b_1)\,b_3^{\,2}\}] \\
& C_3^{\,2}\left[\left(\frac{2(\delta_1+\delta_2)}{1-k^2}\,U_0'' + U_0'''\right)^2 + \frac{2\,b_1\,b_2}{1-k^2}\,U_0\,U_0''\right]
\end{aligned}
\right.
$$

Brünn, Physikal. Institut der Böhmischen Technischen Hochschule.

(Eingesandt 1. April 1910.)

Referate.

Der radiotelegraphische Gleichstrom-Tonsender.[1]) Das Streben nach größerer Störungsfreiheit beim Empfang radiotelegraphischer Zeichen legte schon frühzeitig den Gedanken nahe, den ausgestrahlten elektromagnetischen Wellen der Sendestation den Rhythmus eines musikalischen Tones aufzudrücken. Auf diese Weise gelingt es, in erheblichem Maße sich von den störenden Einflüssen der atmosphärischen Ladungserscheinungen der Antenne freizumachen. Was jedoch die Abstimmfähigkeit zweier Stationen anbelangt, so kann der „tönende Funkensender" niemals eine prinzipielle Lösung darstellen, da er in elektrischer Beziehung stets den mit Schwingungen gleicher Frequenz und Amplitude arbeitenden Systemen unterlegen ist. Auch die Ausnutzung der akustischen Resonanz verliert an Wert, wenn die Stationen vorzugsweise nur einen Ton erzeugen können und mehrere Stationen vorhanden sind, die mit dem gleichen Tone arbeiten. Die Umwandlung des „tönenden Senders" in einen „Tonsender", d. h. die Erzeugung beliebig vieler Töne statt eines Tones auf der Sendestation, würde deshalb im Hinblick auf die Störungsfreiheit einen weiteren Fortschritt darstellen.

Bei allen jenen Methoden jedoch, deren Tonerzeugung in direktem Zusammenhang mit der Periodenzahl der Wechselstrommaschine steht, ist eine beliebige Tonvariation von vornherein ausgeschlossen, da eine Veränderung der Tourenzahl der Maschine aus betriebstechnischen Gründen zumeist unzulässig ist. Die Veränderung des Tones durch Regulierung der Maschinenerregung jedoch dürfte über das Stadium eines interessanten Laboratoriumsversuches nicht hinauskommen. Ein anderes vielfach verwertetes Mittel, die Funkenzahl im Rhythmus eines musikalischen Tones zu steuern, ist die Durchbildung der Funkenstrecke von solcher Form, daß umlaufende Elektroden in gleichmäßigen Zeitabständen den Entladungsvorgang einleiten. Zur gleichen Type gehören ebenfalls alle jene Senderanordnungen, bei denen ein rotierender Unterbrecher direkt in die Antenne geschaltet ist, dessen Tourenzahl die gewünschte Tonhöhe bedingt. Es ist jedoch einleuchtend, daß jene Methoden eine technisch befriedigende Lösung nicht darstellen können, da alle mechanischen Steuerungsorgane einen gewaltsamen Eingriff in den Verlauf der elektrischen Vorgänge bedeuten müssen.

---

1) Vgl. Phys. Ztschr. XI. Jahrg., 1910, S. 591.

Diese Nachteile vermeidet eine im Laboratorium der C. Lorenz Aktiengesellschaft, Berlin, ausgearbeitete und zum Patentschutz angemeldete neue Sendemethode, bei der die von einer Reihe von Forschern wie Thomson, Fessenden, Simon u. a. verwendeten Schwingungserzeuger nach zwei Richtungen hin ausgebaut wurden, einmal insofern, als die Einwelligkeit der Antennenstrahlung gewährleistet werden mußte und zweitens, daß durch Hinzufügung eines dritten Kreises die Erzeugung eines beliebigen musikalischen Tones ermöglicht wurde.

Die beifolgende Fig. 1 zeigt den Aufbau der Schaltung.

Nachdem durch die Gleichstromquelle die Kapazität C aufgeladen ist, erfolgt beim Durchschlagen der Funkenstrecke der Ausgleich der

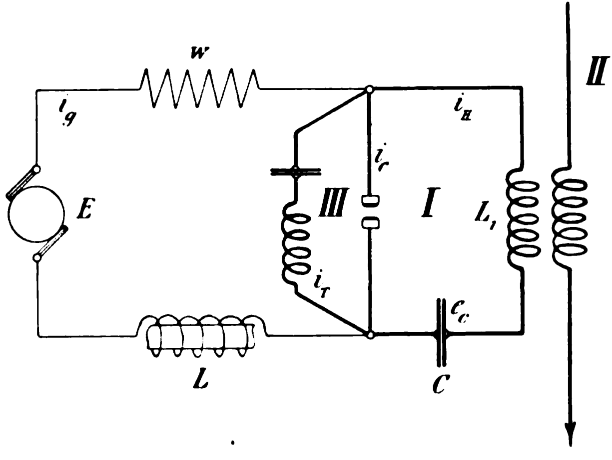


Fig. 1.

auf dem Kondensator aufgespeicherten Elektrizitätsmenge im Kreise I, welcher oszillatorisch oder aperiodisch erfolgen kann, je nachdem die eine oder die andere der nachfolgenden Bedingungsgleichungen Geltung besitzt:

oszillatorischer Ausgleich . . . $R^2 C < 4 L_1$

aperiodischer Ausgleich . . . . $R^2 C > 4 L_1$

Hierbei bedeutet R den gesamten im Kreise I vorhandenen Widerstand, einschließlich dem der Funkenstrecke. Die zu fordernde Einwelligkeit der Antennenstrahlung (Kreis II) bedingt die Verwendung einer besonderen Funkenstrecke, deren charakteristisches Merkmal der außerordentlich kleine Elektrodenabstand ist, wobei die Einführung von

Wasserstoff, Öl, Alkohol, Papier u. a. oder die Blaswirkung eines Gasstrahles oder eines Elektromagneten die Löschwirkung erheblich unterstützen. Wie jedoch schon das Beispiel der Quecksilberlampe zeigt und neuere Versuche von Wien[1]) und Glatzel[2]) beweisen, sind zur Erzielung reiner Stoßerregung Funkenstrecken mit geringem Elektrodenabstande keineswegs allein geeignet. Je nach der Wahl des Verhältnisses von Selbstinduktion L_1 und Kapazität C kann man den Elektrizitätsausgleich im Kreise I aperiodisch oder oszillatorisch erfolgen lassen. Im ersten Falle erhält man die „ideale" Stoßerregung, d. h. die Koppelungswellen sind in der Antenne nicht wahrnehmbar, im zweiten Falle hat man es mit der „Wienschen" Stoßerregung zu tun,

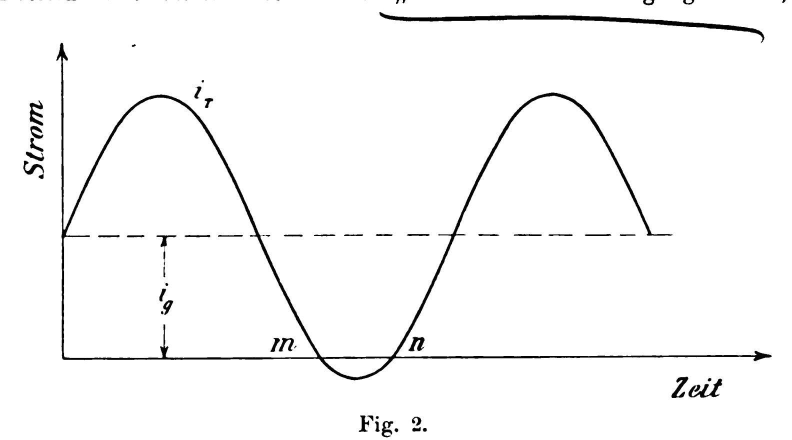


Fig. 2.

wobei alle jene Rücksichten zu nehmen sind, die auch beim tönenden Wechselstromsender den Schaltungsaufbau komplizieren. Die vorhandene Schwingungsenergie berechnet sich zu:

$$A_H = a \frac{C e_c^2}{2}$$

wobei a die sekundliche Entladungszahl bedeutet, die je nach der Wahl der Funkenstrecke 5000 bis 12000 pro Sekunde betragen kann, und e_c die an der Kapazität vorhandene Ladespannung darstellt, welche im günstigsten Falle den doppelten Wert der Maschinenspannung E besitzt.

Außer dem Hochfrequenzkreise I liegt der Entladestrecke nun

1) Wien, Phys. Ztschr. **11**, 76, 1910.

2) Verh. d. D. phys. Ges. XII. Jahrg. Nr. 14, 1910, S. 590.

noch ein weiterer Kreis *III* parallel, der nach dem Vorgange von **Duddell** solche Kapazitäts- und Selbstinduktionswerte enthält, daß seine Eigenschwingungen einem musikalischen Ton entspricht. Als solche sind alle Töne mit einer Schwingungszahl von 30 bis 4000 pro Sekunde anzusprechen, während der höchste wahrnehmbare Ton eine Frequenz von etwa 33000 pro Sekunde besitzt. Daß im Kreise *III* Schwingungen gleicher Amplitude, also sogenannte ungedämpfte, auftreten, läßt sich leicht experimentell dadurch erweisen, wenn man die drei Ströme i_g, i_T und i_c bei abgeschaltetem Hochfrequenzkreise mißt. Unter der Annahme eines sinusförmigen Verlaufes des Tonkreisstromes gilt für die Momentanwerte der Stromstärken:

$$i_{c_t} = i_g + i_{T_0} \sin w t$$

$$M(i_{c_t})^2 = \frac{2}{T} \int_0^{T/2} (i_g + i_{T_0} \sin w t)^2 \, dt$$

woraus als Lösung:

$$i_c = \sqrt{i_g^2 + i_T^2}$$

folgt.

Sobald für die gemessenen drei Stromwerte die vorstehende Gleichung erfüllt ist, muß auch die Voraussetzung der Ableitung, daß der Tonkreis von einem sinusförmigen Wechselstrome gleichbleibender Amplitude und Frequenz durchflossen wird, zutreffen.

An Hand des Diagramms (Fig. 2) erklärt sich nun die Wirkungsweise des Systems folgendermaßen:

Der Tonkreisstrom i_T und der Gleichstrom i_g setzen sich zu einem Wellenstrome zusammen, welcher den Widerstand der Entladungsstrecke periodisch ändert. Sobald der Punkt m erreicht ist, entlädt sich die Stoßkreiskapazität in zahlreichen Partialentladungen über die Funkenstrecke, ein Vorgang, der solange anhält, bis der Tonkreisstrom den Zeitmoment n passiert. Für die Reinheit des Tones ist daher das richtige Verhältnis von Gleichstrom i_g und Wechselstrom i_T von ausschlaggebender Bedeutung. Durch passende Wahl der Selbstinduktion und Kapazität des Duddellkreises sind die günstigsten Betriebsverhältnisse unschwer zu finden. Soll die Tonhöhe verändert werden, was in einfacher Weise durch Zu- oder Abschalten von Spulen oder Kondensatoren im Tonkreise erfolgt und wird hierdurch der richtige Verhältniswert von Gleich- zu Wechselstrom gestört, so kann durch gleichzeitiges Einschalten von Widerstand in den Tonkreis die gewünschte Tonreinheit leicht wieder hergestellt werden.

Zur Erhöhung der Schwingungsenergie, d. h. zur Steigerung der Entladespannung, steht natürlich nichts im Wege, die Serienschaltung mehrerer Entladestrecken anzuwenden oder eine Vermehrung des Gasdruckes zwischen den Elektroden vorzunehmen. H. Rein.

(Eingesandt 14. August 1910.)

Fessendens drahtlose Telegraphie und Telephonie.

Von **Otto Jentsch.**

(Schluß.)

II. Geschichtliche Entwickelung der drahtlosen Telephonie.

Fessenden bezeichnet als Ausgangspunkt des drahtlosen Fernsprechens einen seiner eigenen Versuche mit drahtloser Telegraphie im November 1899, bei welchem der von dem Wehneltunterbrecher des Senders verursachte eigentümliche Ton genau von dem Telephon der Empfängerstation wiedergegeben wurde. Dies gab Fessenden Veranlassung, in Verbindung mit Professor Kintner einen Apparat für 10 000 Stromunterbrechungen in der Sekunde zu konstruieren. Der Apparat wurde im Februar 1900 fertiggestellt und gegen Ende desselben Jahres erprobt. Er ermöglichte eine drahtlose telephonische Übertragung auf 1,5 km, aber die übertragene Sprache hatte ihren Charakter verloren, und die Verständigung wurde durch ein außerordentlich lautes und unangenehmes Geräusch gestört, das durch die Unregelmäßigkeit des Funkenüberganges hervorgerufen wurde. Bessere Erfolge erzielte dann Fessenden mit dem Lichtbogensender, indes trat auch hier noch Nebengeräusch auf.

In den Jahren 1904 und 1905 fanden neben der Lichtbogenmethode noch Versuche unter Verwendung einer Wechselstrommaschine mit 10 000 Wechseln statt; sie waren ebenfalls noch nicht vollständig zufriedenstellend. Ende 1906 verfügte indes Fessenden bereits über eine für die drahtlose Telephonie brauchbare Hochfrequenzmaschine, mit welcher er eine gute telephonische Verständigung zwischen Brant Rock und Plymouth auf rund 18 km erzielte. Fachleute haben bestätigt, daß diese Übermittelung besser und klarer war als die über eine Drahtleitung. Bei weiteren Versuchen wurden Gespräche über eine Drahtleitung nach Brant Rock gegeben, hier durch ein Tele-

phonrelais dem drahtlosen Sender zugeführt, in Plymouth vom drahtlosen Empfänger aufgenommen und durch ein Telephonrelais wieder einer anderen Drahtleitung zugeführt. Diese Versuche fanden am 11. Dezember 1906 in Gegenwart von Gelehrten und Technikern statt; sie sind im „American Telephone Journal“ vom 28. Januar und 2. Februar 1907 beschrieben. Im Juli 1907 hat Fessenden sodann eine erheblich größere Übertragungsweite erzielt, und zwar zwischen Brant Rock und Jamaika, Long Island, auf eine Entfernung von rund 320 km, größtenteils über Land. Die Übermittelung fand bei Tage statt; der Luftleitermast der Station Jamaika hatte eine Höhe von 60 m. Die Versuche wurden mit ungedämpften Schwingungen ausgeführt, die unmittelbar von einer Wechselstrommaschine hoher Frequenz erzeugt wurden; die Wechselzahl betrug 81700 in der Sekunde. Diese Maschine soll bei 150 Volt und der angegebenen Periodenzahl eine Leistung von fast 1 K.W. ergeben haben. Sie wurde direkt in die Antenne eingeschaltet und diese durch richtige Bemessung von Kapazität und Selbstinduktion in Resonanz gebracht. In der Antenne wurde dadurch ein Ladestrom von 5 Amperen erzielt.

Auf die Verdienste anderer Gelehrter und Techniker um die praktische Ausgestaltung der drahtlosen Telephonie geht Fessenden nicht ein. Er schreibt nur, daß im Jahre 1907 einige europäische Techniker — gemeint sind Poulsen und die Telefunkengesellschaft — Erfolge in der drahtlosen Telephonie mit einer der früheren Formen seines Bogenlichtsenders gehabt haben. Eine solche geringe Würdigung der Erfolge der Poulsen-Kompagnie und der Telefunkengesellschaft ist unrecht. Wenn Fessenden infolge der Versuche zwischen Brant Rock und Plymouth vom 11. Dezember 1906 auch die zeitliche Priorität um einige Tage vor der deutschen Telefunkengesellschaft hat, die ihre drahtlose Telephonie zuerst am 20. Dezember 1906 zwischen Berlin und Nauen vorführte, so darf doch nicht vergessen werden, daß die Telefunkengesellschaft zu derselben Zeit eine größere Reichweite erzielt hat. Auch die erfolgreichen Fernversuche von Poulsen zwischen Lingby bei Kopenhagen und Berlin durften nicht unerwähnt bleiben. Ebensowenig erscheint es gerechtfertigt, das De Forest-System der drahtlosen Telephonie lediglich mit dem Hinweise abzutun, daß die Schiffe des amerikanischen Pacific-Geschwaders mit drahtlosen Telephonieeinrichtungen ausgerüstet worden sind, welche die Bogenlichtmethode benutzen. Fessenden ist nicht der alleinige Erfinder der Bogenlichtmethode, und wenn die amerikanische Marine zur Ausrüstung ihrer

Schlachtschiffe das neue De Forest-System dem langjährig erprobten Fessenden-System vorgezogen hat, so spricht das nicht gerade für die Überlegenheit der Fessendenschen Anordnung.

III. Systeme und Apparate der drahtlosen Telephonie.

In diesem Abschnitte bringt Fessenden seine vielfach bekannten Apparate und Schaltungsanordnungen unter Beigabe zahlreicher Abbildungen zur Besprechung. Die Beschreibung der Apparate ist aber so gehalten, daß man sich selbst unter Zuhilfenahme der Abbildungen nur schwer eine Vorstellung von ihrer Wirkungsweise machen kann. Es werden angeführt:

Eine rotierende Funkenstrecke mit etwa 20000 Entladungen in der Sekunde, die in Verbindung mit einem Kondensator durch eine Gleichstromdynamo von 5000 Volt gespeist wird;

ein Lichtbogensender unter Gasdruck;

ein Lichtbogensender im Vakuum;

Mehrfachfunkenstrecken mit rotierenden Elektroden aus Messing oder amalgamiertem Zink und Graphit;

Vielfachlichtbogen mit Elektroden aus verschiedenem Material, bei welchen die oberen Teile durch Wasser gekühlt werden;

eine Kondensatordynamomaschine;

eine Hochfrequenzmaschine; die bei 81700 Wechseln mit einfacher Armatur eine Leistung von 1 K.W. und bei doppelter Armatur eine solche von 2 K.W. gibt;

eine Hochfrequenzmaschine, die durch einen Motor und eine Lavalturbine getrieben wird und 96000 Wechsel in der Sekunde liefern kann;

eine Hochfrequenzmaschine für Schiffszwecke, die in Bügeln aufgehängt werden kann, durch eine Dampfturbine getrieben wird, und die bei 100000 Wechseln noch 3 K.W. liefert.

Für den transatlantischen Verkehr soll eine Maschine für eine Frequenz von 50000 bei 50 K.W. Leistung gebaut werden.

Als Sender benutzt Fessenden ein Kohlenmikrophon, das er „Trogmikrophon“ nennt und ein statisches Mikrophon. Das Trogmikrophon besteht aus einem Specksteinring, mit welchem zwei Platten mit Platin-Iridium-Elektroden verbunden sind. Durch ein Loch in der einen Platte reicht ein Stift, der einerseits mit einer Membran und andererseits mit einem Platin-Iridiumblech verbunden ist. Der durch die Platten und den Specksteinring gebildete Raum ist mit Kohlen-

körnern gefüllt. Das Mikrophon bedarf keiner Regulierung und verträgt Stromstärken bis zu 15 Amp.; die Kohlenkörner backen nicht zusammen.

Das statische Mikrophon Fessendens besteht aus einem Kondensatorsender, dessen eine Belegung durch die Sprechmembran gebildet wird. Weiterhin wird ein Mikrophonrelais angeführt, das an der Senderstelle die von einem Mikrophon erzeugten schwachen Energieschwankungen in große Energieschwankungen der Antennen umsetzen soll. Eine Ausführungsform nennt Fessenden „Trogrelais". Ein anderes Relais dient als Lautverstärker; es soll die ankommenden schwachen Sprechströme auf das 15fache verstärken, ohne daß die Klarheit der Sprache leidet. Fessenden bezeichnet einen solchen Lautverstärker als eine Verbindung von einem magnetischen Differentialrelais und einem Trogmikrophon. Leider ist weder aus den beigefügten Abbildungen noch aus den kurzen Angaben die Konstruktionsweise dieser Relais zu ersehen. Es bleibt deshalb auch eine offene Frage, weshalb die ebenfalls in der Drahttelegraphie begehrten Apparate dort noch keine weitere Verwendung gefunden haben. Fessenden gibt hierzu nur an, daß die Relais in die Leitungen in gleicher Weise eingeschaltet werden wie die gewöhnlichen Telephonübertrager, und daß in der Funkentelegraphenstation eine künstliche Leitung als Balance benutzt wird. Dies ist für die drahtlose Seite der Station leicht. Schwierigkeiten treten dagegen auf bei der Ausbalancierung der weiterführenden Drahtleitungen; diese zu beseitigen, überläßt Fessenden den Technikern der Drahttelephonie.

Die von Fessenden benutzten Senderanordnungen werden durch die in Fig. 2—5 veranschaulicht. Fig. 2 gibt die Anordnung für einen Bogenlichtsender, Fig. 3 für einen Sender mit Hochfrequenzmaschine, Fig. 4 für einen Kondensatorsender und Fig. 5 für einen Sender, bei welchem die Induktanz eines der Schwingungskreise durch die Mikrophonströme beeinflußt wird. Nach den Erfahrungen von Fessenden macht es in der Wirkung keinen Unterschied, ob man das Mikrophon zwischen Lichtbogen oder Dynamomaschine und Luftleitung einschaltet oder zwischen Lichtbogen bzw. Dynamomaschine und Erde, oder ob man es im Transformatorstromkreis oder parallel zu einer Induktanz oder Kapazität anordnet. Die Hauptsache ist, daß der Mikrophonsender große Energien vertragen kann, und daß die Schwingungskreise genau aufeinander abgestimmt sind. Der Transformator der Anordnung Fig. 5 besitzt einen ringförmigen Kern aus feinen Eisendrähten. Infolge der Änderung des Mikrophonstromes beim

Sprechen gegen die Membrane wird die Permeabilität des ringförmigen Kernes geändert und hierdurch eine entsprechende Änderung in der Selbstinduktion und in der Frequenz der Schwingungsperiode des an den Ringtransformator angeschlossenen Luftleiters hervorgebracht. Für Abstimmungszwecke benutzt Fessenden, wie in Fig. 2 dargestellt ist, meist eine Anzahl paarweise parallel gespannter Drähte oder Metallstreifen, die hintereinander geschaltet und zur Verminderung der Selbstinduktion dicht nebeneinander angeordnet sind. Diese Drähte sind zur Erhöhung der Kapazität in einem mit Öl gefüllten Kasten untergebracht. Mehrere verschiebbare Kontakte ruhen auf den Drähten jedes Drahtpaares und stellen eine leitende Verbindung zwischen den

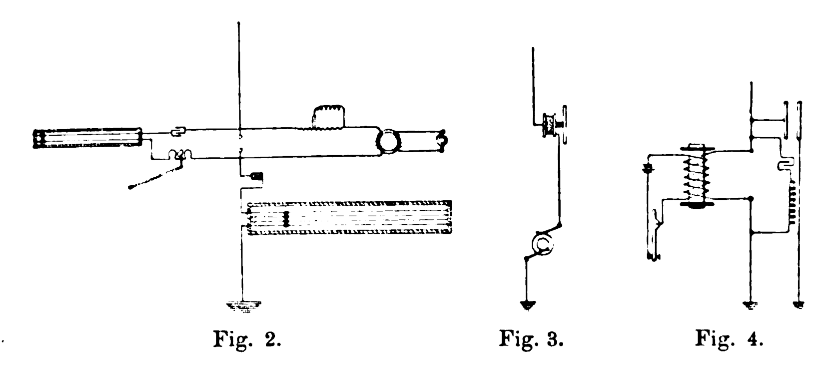


Fig. 2. Fig. 3. Fig. 4.

beiden Drähten her. Diese Anordnung gestattet es, die Kapazität und Selbstinduktion der betreffenden Schwingungskreise in ein solches Verhältnis zu bringen, daß sich reine Sinuswellen ergeben.

Als geeignetsten Wellenanzeiger bezeichnet Fessenden seinen Flüssigkeitsbarretter in Verbindung mit einem Telephon von 1000 Ohm Widerstand. Der Barretter spricht noch auf Töne von einer Schwingungsfrequenz von 5000 ohne bemerkbare Schwächung an. Die thermoelektrischen Wellenanzeiger von Austin und Pickard, sowie die Vakuumwellenanzeiger von Fleming, De Forest und Cooper Hewitt hält Fessenden ebenfalls für recht wirksam, wenn er auch bei deren Verwendung nicht so gute Ergebnisse wie mit seinen eigenen Wellenanzeigern erhalten habe. Dies könne daran liegen, daß er mit der Handhabung seines Flüssigkeitsbarretters und seines Heterodyne-Empfängers besser vertraut sei.

Bezüglich der Empfängeranordnungen betont Fessenden richtig, daß es unpraktisch ist, wenn man für die drahtlose Telephonie die

gewöhnlichen Empfängeranordnungen der drahtlosen Telegraphie benutzt; man muß dann, nachdem man gesprochen hat, einen Umschalter betätigen, um hören zu können. Gleichzeitiges Hören und Sprechen ist mit solchen Anordnungen nicht möglich. Es sind in der Folge einige Anordnungen erfunden worden, die solches gestatten und die auch für eine drahtlose Gegensprechtelegraphie benutzt werden können. Hierher gehören die Wechsel- und die Gleichgewichtsmethode. Erstere besteht darin, daß Sender und Empfänger in stetem äußerst schnellen Wechsel eingeschaltet werden; letztere bedient sich nach Fig. 6 eines künstlichen Luftleiters P, dessen Stromkreis Kapazität, Selbstinduktion und Widerstand derart hat, daß er dem ausstrahlenden Luftleiter ein

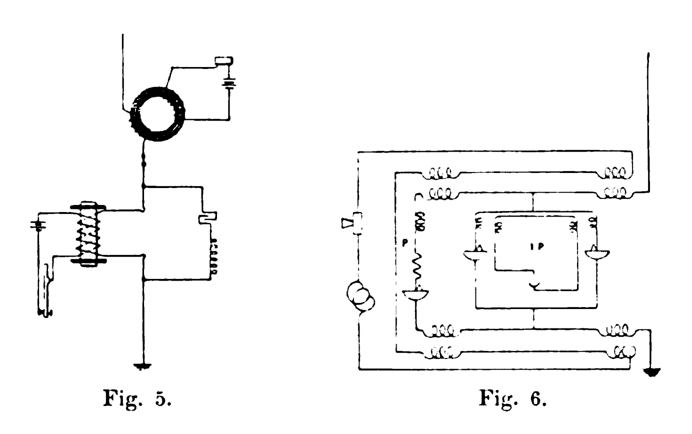


Fig. 5. Fig. 6.

gleiches elektrisches Gegengewicht bietet. Um jede Störung des Empfängers während des Gebens der eigenen Station zu verhüten, wird ein zweiter Schwingungskreis IP dem Empfänger zugeschaltet. Die Abgleichung kann sehr genau erfolgen und braucht nicht geändert zu werden. Wenn auch bei einer solchen Änderung die Hälfte der Energie verloren geht, so hat das für die Praxis keine Bedeutung, da eine Fernsprechunterredung, wenn sie auch bloß halb so laut wie gewöhnlich geführt wird, doch noch hinreichend verständlich bleibt, und das um so mehr, als bei der drahtlosen Übermittelung keine Nebengeräusche auftreten. Fessenden hat festgestellt, daß die Gespräche der drahtlosen Telephonie klarer sind als die auf den Drahtleitungen geführten, und daß namentlich die feinen Modulationen der Stimme bei der drahtlosen Übermittelung besser wiedergegeben werden. Er schreibt dies dem Umstande zu, daß hier das Gespräch keine Störung durch elektrostatische Kapazität erfährt und daß hier kein Gebrauch

von Telephoninduktionsspulen mit Eisenkern gemacht wird. Bei Versuchen zwischen Brant Rock und Plymouth war die drahtlose Übertragung klarer als über die Drahtleitungen; selbst durch heftige atmosphärische Störungen wurde das Sprechen nicht merklich beeinträchtigt. Ein Versuch zwischen Brant Rock und Brooklyn hatte den gleichen günstigen Erfolg. Fessenden bezeichnet sein System der drahtlosen Telephonie besonders für diejenigen Telephongesellschaften für wertvoll, die Lokalnetze betreiben aber noch keine Verbindungslinien zwischen denselben besitzen.

IV. Das Anwendungsgebiet der drahtlosen Telephonie.

Die drahtlose Telephonie ist nicht berufen, als Ersatz für die städtischen und ländlichen Telephone zu dienen, die durch Drahtleitungen an eine Zentrale angeschlossen sind, und bei denen es hauptsächlich auf einen Nahverkehr ankommt. Die Schwierigkeiten in der Anwendung zahlreicher Abstimmungsstufen könnten vielleicht überwunden werden; dagegen erscheint es vorläufig nicht angängig, bei jedem Teilnehmer einen Hochfrequenzgenerator aufzustellen. Als Ersatz für längere Landlinien und für Kabellinien hält dagegen Fessenden die drahtlose Telephonie für wohl geeignet. Als besondere Vorteile der drahtlosen Telephonie ergeben sich:

1. Die Anlagekosten sind erheblich niedriger als die der Linien für Drahttelephonie.
2. Die Unterhaltungskosten sind verschwindend klein.
3. Störungen können nur auf den Stationen selbst auftreten; sie werden also sofort bemerkbar.
4. Die Amortisationsquote ist eine geringe.
5. Betriebsbeamte sind nur in mäßiger Zahl erforderlich.
6. Die Übermittelung ist eine bessere, da keine Verzerrung der Sprache stattfindet; die Reichweite wird infolgedessen auch eine größere sein.
7. Die Sprechmöglichkeiten sind zahlreicher, da jede Station mit jeder anderen Station sprechen kann, sofern diese nur innerhalb ihrer Reichweite liegt.
8. Weder Wegerechte noch sonstige Gerechtsame sind zu erkaufen.

Das von Fessenden der allgemeinen Verwendung der drahtlosen Telephonie gestellte Prognostikon scheint mir zunächst noch etwas Zukunftsmusik zu sein; es sei denn, daß es tatsächlich keine Schwierigkeiten bietet, mittels des Fessendenschen Mikrophonrelais den draht-

losen Sender von jeder Teilnehmersprechstelle aus zu betätigen. Besonders aussichtsreich hält Fessenden die Anlage von drahtlosen Telephonverbindungen zwischen verschiedenen Ländern anstelle von Unterseekabeln mit Pupinausrüstung oder sonstigen Vorkehrungen zur Verhütung der Schwächung der Sprechströme. Er hält die Einrichtung von drahtlosen Fernsprechverbindungen zwischen Norwegen, Dänemark, Deutschland, Spanien und Großbritannien, zwischen Sardinien, Korsika, Frankreich und Italien, zwischen Frankreich und Algier, zwischen Australien und Neuseeland, zwischen den Vereinigten Staaten und Kuba usw. jetzt bereits für zeitgemäß und er bedauert, daß dies für Privatunternehmungen nach dem derzeitigen Stand der Gesetzgebung verboten sei. Ebenso hält Fessenden eine drahtlose Telephonverbindung zwischen England und Amerika für möglich; er berechnet für dieselbe den Energiebedarf auf 10 K.W. bei Luftleitertürmen von rund 200 m Höhe und geeigneten Antennen. Die Frage, ob eine solche Verbindung rentabel sein könne, glaubt Fessenden bejahen zu sollen. Ein dringendes Verkehrsbedürfnis für solche Anlagen scheint mir noch nicht vorzuliegen. Ohne Einschränkung wird man andererseits der Ansicht Fessendens über die Verwendbarkeit der drahtlosen Telephonie für den Verkehr von Schiff zu Schiff und zwischen Schiff- und Landstationen beitreten können. Für kleinere Schiffe kommt namentlich in Betracht, daß sie für die Bedienung der drahtlosen Telephonstation keine besondere Telegraphenbeamten mit an Bord zu nehmen brauchen, weil der Telephondienst durch jeden Schiffsangestellten versehen werden kann. Bezüglich der weiteren Entwickelung glaubt Fessenden annehmen zu dürfen, daß künftig nur Passagierschiffe einen besonderen Telegraphisten an Bord haben werden, der für gewöhnlich das Telephon benutzt und den Telegraphen nur dann, wenn er für größere Entfernungen besonders gewünscht wird. Andere Schiffe werden dagegen mit der drahtlosen Telephonie allein auskommen. Eine solche Entwickelung erscheint durchaus wünschenswert.

V. Die Reichweite der drahtlosen Telegraphie und Telephonie.

Die Reichweite wird hauptsächlich durch die atmosphärische Absorption der Wellen beeinträchtigt. Auf kurze Entfernungen bis zu etwa 160 km ist nach Fessenden in den gemäßigten Zonen ein Unterschied in der Übermittelung zu den einzelnen Tageszeiten nicht zu erkennen. Wenn aber in den gemäßigten Zonen die Entfernung über 160 km und in den Tropen über 80 km beträgt, dann wird die Übertragung in der Nacht unregelmäßig und am Tage durch Absorption

geschwächt. Die Absorption durch das Tageslicht kann so groß sein, daß kaum $^1/_{10}$ $^0/_0$ der in der Nacht ankommenden Energie empfangen wird. Zuweilen geht auch in der Nacht die Übermittelung ebenso schlecht wie am Tage vonstatten, während in manchen Nächten wiederum keine Absorption stattfindet. Der Wechsel in der Stärke der Zeichengebung ist oft ein recht plötzlicher. Im Verkehr zwischen Brant Rock und Porto Rico über eine Entfernung von etwa 2300 km ging bei Sonnenaufgang innerhalb eines Zeitraumes von weniger als 15 Minuten die Übertragungsstärke auf $^1/_{1000}$ zurück. Es wurde hier mit kurzen Wellenlängen gearbeitet. Bei früheren Versuchen war bereits festgestellt worden, daß die Absorption um so größer wird, als die Wellenlänge wächst. Im allgemeinen nahm man bisher an, daß die Absorption in der Nähe der Senderstation am stärksten sei. Zur Klärung dieser Fragen hat Fessenden auf der Station Brant Rock mit einer Anzahl in verschiedenen Entfernungen gelegenen Stationen Versuche über die Reichweite angestellt, deren Ergebnisse noch wertvoller wären, wenn dem Berichte über dieselben genaue Beschreibungen der Versuchseinrichtungen, Meßverfahren, Luftleiteranordnungen usw. beigefügt worden wären.

Nachstehende Zusammenstellung gibt einen allgemeinen Überblick über die gewonnenen Ergebnisse:

Station	Entfernung km	Stärke der aufgenommenen Zeichen in den ungünstigsten Nächten; die Stärke der nicht durch Absorption geschwächten Wellen = 1000 gesetzt
Brant Rock, Gesellschaftsgebäude	0,32	1000
Lynn	48	1000
Schenectady	270	500
Philadelphia	430	300
Washington	640	150
Machrihanish (Scotland)	4800	1

Hiernach findet also eine Absorption in der Nähe der Senderstation nicht statt, denn die Stärke der aufgenommenen Zeichen war bei den in der Nähe gelegenen Stationen in der Nacht und am Tage die gleiche, während sich für die weiter als 48 km entfernten Stationen ein großer Unterschied in der Stärke ergab. Eine Erklärung für diese merkwürdige Tatsache ist noch nicht gefunden.

Weiterhin glaubt Fessenden feststellen zu können, daß die Absorption eine Funktion sowohl der Richtung als auch der Entfernung

sei. In der gleichen Nacht wurden nämlich die von den Stationen aufgenommenen Zeichen in der einen Richtung erheblich mehr geschwächt als die in einer anderen Richtung erhaltenen; wenige Stunden, selbst wenige Minuten darnach trat das Umgekehrte ein. Mit Hilfe der ihm vom Wetterbureau der Vereinigten Staaten zur Verfügung gestellten Beobachtungen über die täglichen magnetischen Änderungen kommt Fessenden zu dem Schluß, daß die von ihm festgestellten Änderungen in der Stärke der drahtlosen Übertragung auch von den magnetischen Änderungen der Erde abhängen. Je größer die magnetischen Änderungen sind, desto größer ist auch die Absorption.

Neben der Einwirkung des Tageslichtes führt Fessenden die Absorption auch auf große Massen zurück, die sich wie Wolken in den höheren Luftschichten ausbreiten. In den Tropen befinden sich diese absorbierenden, wahrscheinlich stark ionisierten Luftmassen in geringerer Höhe als in den gemäßigten Zonen, weshalb auch die Signalübertragung in den Tropen schwieriger vonstatten geht. Unter dem Einfluß des Sonnenlichtes senken sich die absorbierenden Massen, so daß die Energieübertragung am Tage erheblich geringer ist als in der Nacht.

Auf Grund von Versuchen zwischen Brant Rock und Washington mit Wellenlängen von Bruchteilen eines Kilometers bis zu 8 km stellt Fessenden weiterhin fest, daß die Absorption nicht in demselben Maße wächst wie die Wellenlänge zunimmt; sie erreicht bald ein Maximum und nimmt dann plötzlich wieder ab.

Die Absorption ist z. B. bei einer Frequenz von 200000 in der Sekunde ein Maximum. Bei einer solchen Frequenz wird am Tage 0,999 der Energie absorbiert, während bei einer Frequenz von 50000 die Absorption kaum merkbar ist. Diese Ergebnisse wurden durch Beobachtungen zwischen Brant Rock und Westindien auf eine Entfernung von 2700 km während des Frühlings und Sommers 1907 bestätigt; es wurde auch hier eine größere Absorption für Wellenfrequenzen von 200000 und eine verhältnismäßig kleine Absorption für Frequenzen von etwa 80000 festgestellt. Mit der letzteren Frequenz wurden am Tage Nachrichten gut übermittelt, während mit der höheren Frequenz keine Erfolge erzielt wurden.

Im Oktober 1907 hat Marconi mit einer Frequenz von etwa 70000 eine Entfernung von über 3200 km zwischen Glace Bay und Clifden überbrückt. Diese Leistung wurde bald dadurch übertroffen, daß die Pazifische Flotte der Vereinigten Staaten mit dem Silicium Wellenanzeiger von Pickard noch Zeichen in einer Entfernung von

4800 km von der Station Brant Rock, die mit etwa 80000 Wechseln arbeitete, bei Tage aufgenommen hat. Der Pickardsche Wellenanzeiger ist ein Thermodetektor mit einem punktförmigen Kontakt zwischen Silicium und Kupfer.

Bezüglich des Verhältnisses der Reichweiten bei der drahtlosen Übermittelung mittels Telephonie oder Telegraphie ermittelt Fessenden, daß man mit derselben Kraft weiter telegraphieren als telephonieren kann. Eine klare Sprachübertragung hängt von der Anwesenheit der Töne einer Frequenz von über 1200 ab. Die Amplitude dieser Schwingungen beträgt nach Fessenden nur etwa 1 % der sonst für die Übertragung gebräuchlichen. Man muß also für einen vollständig modulationsfähigen Sender zur telephonischen Übermittelung eine 100fach größere Energie vorsehen als für die telegraphische Übermittelung. In der Praxis braucht man aber nicht bis zu dieser Grenze zu gehen; man kann Mikrophone und Schwingungskreise hier so anwenden, daß sie zwar nicht alle Töne, so doch die höheren Töne wiedergeben. Es ist dann für die telephonische Übertragung ein Energiebedarf erforderlich, der 5—15 mal größer ist als für die telegraphische Übermittelung. Im allgemeinen wird man mit derselben Primärenergie unter sonst gleichen Verhältnissen 2—4 mal weiter telegraphieren als telephonieren können.

VI. Erschwerung der Ausbreitung der drahtlosen Nachrichtenübermittelung durch die Regierungen.

Fessenden führt hier Klage, daß die geschäftliche Verwendung der Erfindungen auf dem Gebiete der drahtlosen Telegraphie dadurch so erschwert werde, daß die Regierungen der meisten Länder den Privatunternehmern keine Konzession zur Einrichtung drahtloser Stationen an den Küsten und namentlich nicht von Landstationen für große Reichweiten erteilen. Einen weiteren Hemmungsgrund erblickt Fessenden in dem Staatsmonopol für die Drahttelegraphie und in dem Widerstande konkurrierender Kabelgesellschaften. Auch die drahtlose Schiffstelegraphie hat nach Fessenden unter der gesetzlichen Regelung zu leiden, und hier feindet er insbesondere den internationalen Funkentelegraphenvertrag an. In seinem Kampfe gegen die Beschlüsse der Berliner Konferenz, den er in eigener Sache (National Electric Signaling Comp.) führt, geht Fessenden entschieden zu weit. Jedenfalls wird man seinem Urteil, daß der internationale Vertrag auf eine Konfiskation des Eigentums der Gesellschaften für drahtlose Telegraphie hinauslaufe, durchaus nicht beipflichten können. Der Vertrag läßt ja

gerade den freien Wettbewerb aller Gesellschaften zu. Wenn auch die National Electric Signaling Comp. für Versuche über 3 Millionen Mark und die Marconi-Gesellschaft noch weit mehr aufgewendet hat, so können doch die Gesellschaften hierfür nicht ein Monopol für den Weltverkehr verlangen, das jeden weiteren wissenschaftlichen und technischen Wettbewerb unterbindet. Viel eher hätte vielleicht bei Abschluß des internationalen Vertrages die Frage erörtert werden können, ob nicht aus Billigkeitsgründen den Pionieren auf dem Gebiete der drahtlosen Nachrichtenübermittelung eine staatliche Beihilfe zu den aufgewendeten Kosten zu bewilligen sei. Das ist wohl an dem starren Festhalten der Marconi-Gesellschaft an ihren vermeintlichen Monopolen gescheitert. Immerhin verdienen einige von Fessenden in betriebstechnischer Hinsicht geäußerte Bedenken Beachtung, z. B. bezüglich der für den allgemeinen öffentlichen Verkehr vorgeschriebenen Wellenlängen, ferner bezüglich der Forderung abgestimmter Systeme und bezüglich der Notwendigkeit, einen staatlich geprüften Telegraphisten an Bord zu haben. Sollten durch die Bestimmungen tatsächlich ernste Schwierigkeiten hervorgerufen werden, was ich jedoch bezweifele, so wird die nächste Konferenz leicht Abhilfe schaffen können. Dem drahtlosen Nachrichtenverkehr mußten im Äthermeere geordnete Bahnen angewiesen werden; das bisherige Durcheinander machte sich namentlich auf verkehrsreichen Schiffslinien und in den Häfen unerträglich.

Zum Schluß bespricht Fessenden noch recht abfällig die Patentgesetzgebung der Vereinigten Staaten, welche der Regierung gestattet, die Patente im Staatsinteresse zu benutzen, ohne verpflichtet zu sein, dem Patentinhaber eine Vergütung zu zahlen.

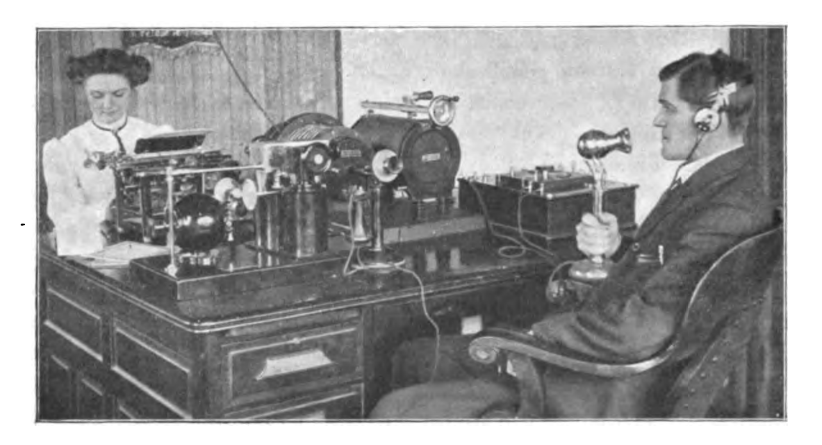
(Eingesandt 15. Dezember 1909.)

Mitteilungen aus der Praxis.

Drahtlose Telephonie nach Collins.

In den englischen und französischen Fachschriften wurde wiederholt über A. F. Collins Versuche mit drahtloser Telephonie berichtet. Herr H. Marchand stellt uns eine Photographie der Apparatur (siehe Abbildung) zur Verfügung sowie einige Angaben, denen wir folgendes entnehmen. Es handelt sich um eine Modifikation des Poulsen-Generators zur Erzeugung der erforderlichen kontinuierlichen Schwingungen. Collins wendet einen Lichtbogen mit 5000 Volt an zwischen zwei

Kohlenscheiben und in einem transversalen Magnetfeld. Gelegentlich ist auch die Wasserstoffatmosphäre nach Poulsen angewendet worden, jedoch geschieht dies in der Regel nicht. Die beiden Scheiben rotieren vermittels eines kleinen Motors gegeneinander, wodurch immer neue Punkte ihrer großen Oberfläche für den Lichtbogen benutzt werden und eine große Konstanz des letzteren erreicht wird. Der regulierbare Schwingungskreis ist in der üblichen Weise angeschlossen. Wegen des neuesten im Sender verwendeten vierfachen Mikrophons, das relativ



lange Zeit große Stromstärken verträgt, sei auf die illustrierte Beschreibung in „L'Électricien" **30** (Tome 40), 25, 1910 verwiesen.

Im Empfänger wird ein Thermodetektor in Verbindung mit einem Potentiometer (mit Bleielektroden) benutzt.

Mit 2,5 K.W. Schwingungsenergie wurde als größte Entfernung 130 km, Newark-Philadelphia, unter Benutzung eines älteren Sendermikrophons, überbrückt; von der Verwendung des vorerwähnten neuen vierfachen Mikrophons erwartet man eine erhebliche Vergrößerung der Reichweite. E.

(Eingesandt 1. August 1910.)

Neues Telephonrelais.

Wir entnehmen mit Genehmigung der Schriftleitung aus der Elektrot. Ztschr. **31**, 612 u. 613, 1910 folgenden Bericht über S. G. Browns neues Telephonrelais:

In der Sitzung der Institution of Electrical Engineers (London) am 5. Mai 1910 beschrieb S. G. Brown ein von ihm erfundenes Telephonrelais, das, auf einem neuen Prinzip aufgebaut, ganz vorzügliche Resultate ergeben hat. Von besonderem Interesse ist dieser Apparat auch deshalb, weil er sehr vielseitig verwendbar ist, und weil das Prinzip, auf dem er beruht, sich auch allgemein für lautsprechende Mikrophone verwenden läßt.

Wird ein aus einem Trockenelement und einem metallischen Leiter gebildeter Stromkreis zwischen zwei Platinelektroden unterbrochen und beträgt die Entfernung zwischen den Elektroden, also die Unterbrechungsstelle nur etwa $^1/_{200000}$ mm, so findet keine Unterbrechung

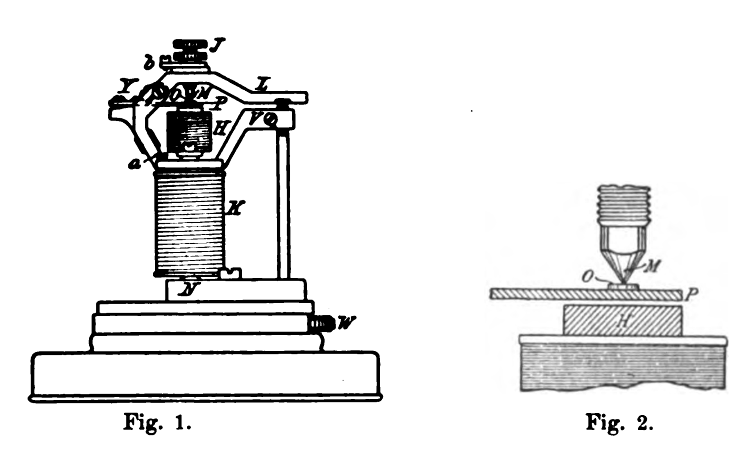


Fig. 1. Fig. 2.

des Stromes statt; der Strom überbrückt den Zwischenraum. Der Widerstand des Stromkreises und somit die Stromstärke sind dann dem Zwischenraum zwischen den Elektroden direkt proportional.

Diese Erscheinung ist der Konstruktion des Telephonrelais zugrunde gelegt worden. Es besteht (s. Fig. 1 und 2) aus einem permanenten Magneten *N*, der in Form von Polen aus Weicheisen bis in die Höhe der Stahlzunge *P* fortgesetzt ist, letztere aber nicht berührt. Über den Weicheisenkern sind zwei Spulen *H* und *K* geschoben. Die zu verstärkenden Telephonströme durchfließen die Spule *H* und versetzen dadurch die Stahlzunge *P* in Schwingungen, die den Schwingungen der Telephonmembran entsprechen. *M* und *O* sind die Metallelektroden, die durch die Stellschraube um einen winzigen Bruchteil eines Millimeters voneinander entfernt werden; der Lokalstrom durchfließt die Spule *K* und gleichzeitig die Elektroden *O M*, so daß die

letzteren ein Mikrophon bilden. Eben durch den Lokalstrom wird der Zwischenraum zwischen O und M leitend gemacht und leitend erhalten, genau in der gleichen Weise wie ein Lichtbogen zwischen zwei Kohlenspitzen gebildet und erhalten wird. Selbstverständlich darf die Regulierspule nicht durch die Telephonwechselströme beeinflußt werden. Um dies zu verhindern, befindet sich zwischen Spule K und dem Polkern eine Kupferhülse, die den Eisenkern gegen die Einflüsse der Wechselströme schützt. Die Kontakte $O\,M$ werden in der neuesten Konstruktion des Apparates aus einer harten Osmium-Iridium-Legierung hergestellt.

Fig. 3 zeigt die Schaltung des Apparates; C ist ein Trockenelement, K die Regulierwickelung (deren Widerstand ein geringer ist), T das Hörtelephon, dessen Widerstand ca. 40 Ohm beträgt, D ein Amperemeter oder Stromzeiger; die Einstellung der Entfernung der beiden Elektroden voneinander geschieht am besten derart, daß dadurch die Stärke des Lokalstromes auf den halben Wert sinkt. Der zu verstärkende Telephonstrom tritt bei den Klemmen A ein und fließt durch die Wickelung H.

Das so geschaltete Relais ist imstande, die allerschwächsten Telephonströme, die im Bell-Empfänger nicht mehr wahrgenommen werden können, so weit zu verstärken, daß sie deutlich vernehmbar werden, ja die Empfindlichkeit des Relais ist so groß, daß die in einem Hörrohr durch das Ticken einer davorgehaltenen Taschenuhr erzeugten Induktionsströme so verstärkt werden, daß das Ticken im eingeschalteten Empfänger deutlich hörbar wird.

Von besonders gutem Erfolge waren Versuche in Verbindung mit drahtloser Telegraphie begleitet. Wurde das Telephon durch das Relais ersetzt, so konnte nach Versuchen der englischen Admiralität und der Postbehörden die Sprechentfernung verdoppelt werden. In einer drahtlosen Station konnten Nachrichten, deren Vorhandensein mit den gewöhnlichen Apparaten nicht einmal entdeckt wurden, mit Leichtigkeit abgenommen werden. Auf Einladung von Marconi wurden Versuche zwischen Poole und Clifden in Irland gemacht. Die ursprünglich im gewöhnlichen Telephonempfänger nur als ein leichtes musikalisches Geräusch vernehmbaren Signale wurden durch zwei in Serie geschaltete Relais derart verstärkt, daß sie bis auf eine Entfernung von 2 m vom Empfänger deutlich gehört werden konnten. Bemerkt sei noch, daß das Relais von äußeren Geräuschen und Schwingungen nur sehr wenig beeinflußt wird, so daß es auch an Bord und bei jedem Wetter verwendet werden kann.

Versuche haben ergeben, daß die Verstärkung durch das Relais eine etwa 20 fache ist, so daß bei Hintereinanderschaltung zweier Relais, die in den meisten Fällen noch ohne weiteres durchführbar ist, eine etwa 400 fache Verstärkung der Empfangsströme erzielt werden kann.

Durch die Regulierwindung wird der Metallkontakt *M O* in ein außerordentlich empfindliches Mikrophon verwandelt; der Erfinder dieses Apparates ist der Ansicht, daß ein derartiges Mikrophon an Empfindlichkeit das Kohlenmikrophon bei weitem übertrifft. Dieser Umstand gab Veranlassung zur Verwendung dieses Prinzips als elektrisches Stethoskop, mittels dessen der Herzschlag oder andere Ge-

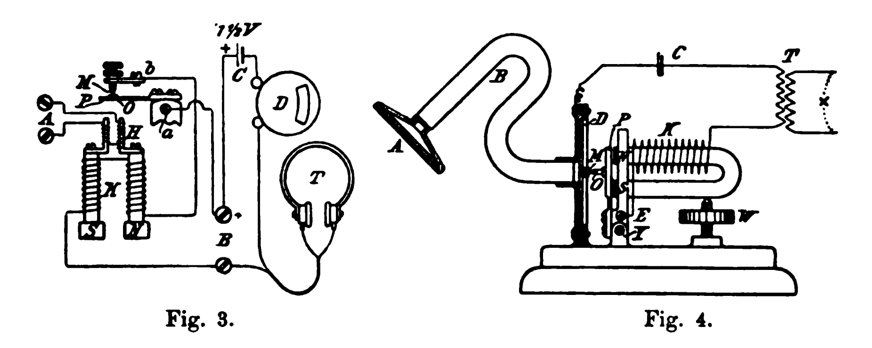


Fig. 3. Fig. 4.

räusche im Brustkorb des Menschen gut hörbar gemacht werden können. Fig. 4 zeigt die Schaltung eines derartigen Stethoskops. *A* ist der eigentliche Schallempfänger und besteht aus einer blanken Messingzelle und einer Hartgummimembran. Wird *A* auf den zu untersuchenden Körperteil gelegt (z. B. die Herzgegend), so werden die Herzschläge durch die Hartgummimembran, durch die Luft im Innern der Röhre *B* und durch die Metallmembran *D* auf den Kontakt *M O* übertragen. *T* ist ein Telephontransformator mit einem Widerstand von ungefähr 20 Ohm.

Ein derartiges elektrisches Stethoskop läßt die Herzschläge etwa dreimal so laut ertönen als ein gewöhnliches Hörrohr. Wird jedoch in *X* das vorherbeschriebene Telephonrelais eingeschaltet, so ist die Verstärkung des Herzschlages eine etwa 20 fache, was für die meisten Zwecke mehr als genügend ist. Um die Anwendungsmöglichkeit dieses Instrumentes auf weite Entfernungen zu erproben, wurden Versuche zwischen London und der Insel Wight (eine Entfernung von etwa 160 km) vorgenommen. Die Herzschläge eines Patienten konnten auf

diese Entfernung noch so deutlich wahrgenommen werden, daß der auf der Insel Wight befindliche Arzt aus der Art des Herzschlages auf den Zustand einer in London befindlichen, herzkranken Patientin schließen konnte.

Erwähnt seien noch die Versuche, die der Erfinder mit diesem Instrument in Verbindung mit einem Elektrophon machte. Die Übertragung eines Konzertes auf ziemlich große Entfernung war bei diesen Versuchen eine derart gute, daß die Töne nicht nur im Empfänger, sondern im ganzen Zimmer, in dem sich der Empfänger befand, deutlich wahrgenommen werden konnten. Auch litt die Reinheit der Töne durch Einschaltung nicht im mindesten. E.

(Eingesandt 30. Juni 1910.)

Drahtloser Wetterdienst.

Wir lesen im Berliner Tageblatt vom 2. XI. folgenden aktuellen Bericht:

„Die Sturmwarnungen, die von der deutschen Seewarte in Hamburg den Küstensignalstationen und Hafenämtern zugehen und dort durch Hissen bestimmter Signale allen Schiffen und Fischereifahrzeugen mitgeteilt werden, erfüllen nur teilweise ihren Zweck, da sie naturgemäß nur den im Hafen oder in Sichtweite der Signalstationen befindlichen Schiffen und Fahrzeugen, nicht aber den auf hoher See fahrenden Schiffen bekannt werden. Es soll daher von jetzt ab auch die Funkentelegraphie in den Dienst der Wetternachrichten gestellt werden und man darf mit Recht hoffen, daß diese neue Einrichtung besonders unserer Hochseefischerei zugute kommt. Nachdem im Laufe des Sommers die Verhandlungen zwischen den in Frage kommenden Reichsämtern zum Abschluß gelangt sind, wird jetzt die F.-T.-Station Norddeich Sturmwarnungen und zweimal täglich auch kurze Wetterberichte über die Nordsee und den westlichen Teil der Ostsee verbreiten.

Da die kleinen Fischerfahrzeuge nicht mit einer funkentelegraphischen Station ausgerüstet sind, kann man sich von dieser Maßnahme nur dann einen Nutzen für unsere Hochseefischerei versprechen, wenn alle mit einer F.-T.-Station versehenen Fahrzeuge die empfangenen Sturmwarnungen alsbald durch optische Signale an etwa in der Nähe befindliche Fischer weiter geben. Auf Anregung des Reichsmarineamts sind bereits alle deutschen Handelsschiffe durch die Seeberufsgenossen-

schaft entsprechend angewiesen worden. Auch die Schiffe der kaiserlichen Marine und die Marinesignalstationen werden ihre Funkentelegraphie und ihre optischen Signalmittel für diesen Wetternachrichtendienst nutzbar machen. Der funkentelegraphische Wetterdienst hat bereits gestern seinen Anfang genommen.“ E.

Die neuen Abstimmungs- und Messungsinstrumente des Marconisystemes.

Von **Thor. G. Thörnblad.**

(Fortsetzung.)

III.

Marconis tragbares Dekremeter (Fig. 10).

Mit diesem Instrument können, trotz dessen geringen Gewichtes und der einfachen Handlichkeit, alle in der drahtlosen Telegraphie gewöhnlich vorkommenden Messungsaufgaben, vorgenommen werden, wie Messung von Wellenlängen (Frequenz), Kapazität, Selbstinduktion, wechselseitige Selbstinduktion, Koppelungsgrad und Dekrement (Dämpfung). Die leitenden Prinzipien bei der Konstruktion waren, ein trag- und haltbares Instrument für zufriedenstellenden praktischen Gebrauch, herzustellen, welches bei einem hohen Zuverläßlichkeitsgrade auch ohne zu großem Zeitverlust gehandhabt werden kann. Der Apparat ist in einem Schutzkasten aus hartem Holze, in den Dimensionen 35,6 cm lang, 11,4 cm hoch und 22,9 cm breit, eingeschlossen. Er wiegt, mit allem Zubehör, ungefähr 6 kg. Nach seiner hauptsächlichsten Bestimmung für Dekrementmessung hat er seinen Namen „Dekremeter“ erhalten.

Das Dekremeter besteht in erster Linie aus einem Resonatorkreis, welcher auf gewöhnliche Weise in Resonanz mit den Schwingungen im Kreise gebracht wird, die Gegenstand der Untersuchung sind. Dieser Resonatorkreis (siehe Fig. 11) besteht aus folgenden in Serie gekoppelten Teilen:

Regulierbarer Kondensator C,
Selbstinduktionsrahmen L_1,
Selbstinduktionsspirale L_2 (L_2'—L_2''), und in gewissem Fall,
Selbstinduktionsspirale L_3.

Der regulierbare Kondensator C ist gleichartig mit dem bei vorhergenannten Instrumenten beschriebenen. Der Resonator ist sorgfältigst kalibriert und die verschiedenen Kapazitäten können wie vorher von einer Tabelle auf dem Deckel des Dekremeters abgelesen werden, welche Tabelle die Kapazität direkt in Mikrofarad angibt.

Die Selbstinduktion L_1 besteht aus einem Rahmen aus dickem Leitungsdraht mit drei, in den Deckel des Instrumentes eingepaßten

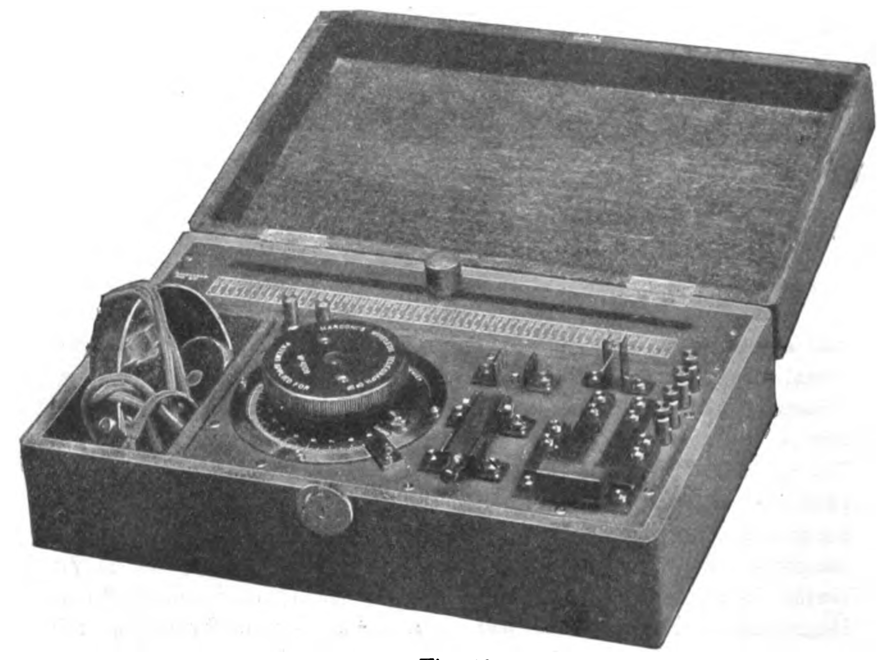


Fig. 10.

Leitungswindungen. Die Größe der Selbstinduktion ist konstant und ein für allemale berechnet.

Die Selbstinduktion L_2 (L_2'—L_2'') besteht aus einer Spirale aus dickem Leitungsdraht, in 32 Windungen um einen schmalen Ebonitzylinder gewickelt.

Die Selbstinduktion L_3 besteht aus einer kleinen Drahtspirale, deren Größe nicht variiert werden kann; ihre Bestimmung wird später bei der Dekrementmessung angegeben werden.

Um anzugeben, wenn maximale Schwingungen oder Resonanzschwingungen im Resonatorkreis auftreten, ist an diesen ein Detektor-

kreis gekoppelt, einen Detektor, eine kleine Batterie und ein Hörtelephon enthaltend. Im Schema (Fig. 11) ist dieser Kreis auch angegeben. *H—H* sind die beiden Elektroden, zwischen welche ein Detektor von hohem Widerstand eingepaßt ist, geeignet ein Karborundumkrystall-Detektor (siehe Fig. 10); in Serie mit diesem befindet sich eine Batterie *B* (2,5 Volt), das Hörtelephon mit seinen beiden

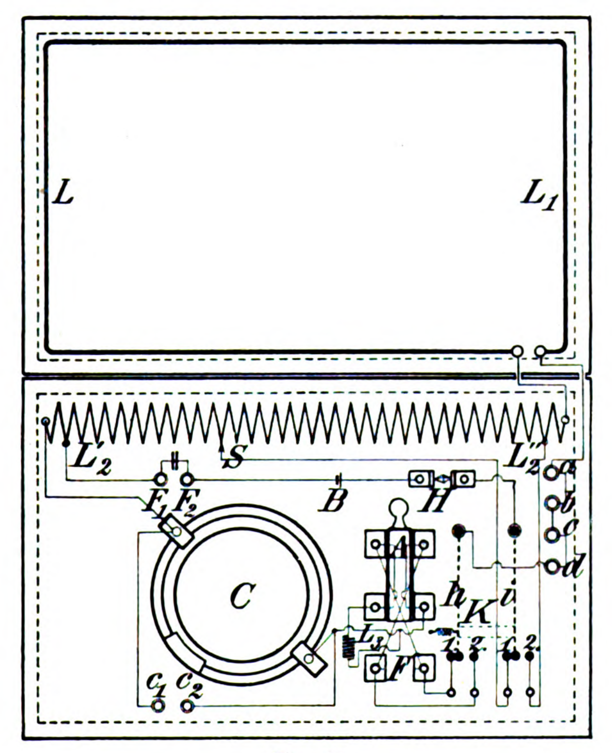


Fig. 11.

Steckkontakten $T_1 — T_2$ und ein Teil, $L_2' — S$, der Selbstinduktionsspule. Dieser Teil kann hinsichtlich seiner Größe durch den schiebbaren Kontakt *S* variiert werden und stellt den galvanischen Anschluß des Detektorkreises mit dem Resonatorkreis dar. In diesem Zusammenhang kann vielleicht bemerkt werden, daß der gemeinsame Anschlußteil, um Dämpfung zu vermeiden, kurz ist.

Unter den Kontaktanordnungen sind beim Dekremeter, außer den genannten, noch speziell zu unterscheiden:

Der Schalter AF,
der Taster K,
die Kontaktbrücke a, b, c, d, und
die Steckkontakte c_1, c_2.

Der Schalter AF kann zwei verschiedene Kontaktlagen einnehmen, welche der Deutlichkeit halber mit „Lage A“ und „Lage F“ bezeichnet werden sollen. Nur wenn sich der Schalter in Lage A befindet, kann der Deckel des Kastens geschlossen werden. Die Funktion des Schalters wird weiter unten erklärt werden.

Der Taster K hat zwei Kontaktlagen, welche in Übereinstimmung mit Fig. 11, mit „Lage 1“ und „Lage 2“ bezeichnet werden. Durch eine Federanordnung wird der Taster vorzugsweise in Lage 1 gehalten und nimmt die Lage 2 erst nach Niederdrücken ein. Der Taster besteht aus zwei Kontaktarmen, voneinander elektrisch isoliert, aber untereinander mechanisch fest verbunden, so daß sie einander in ihren Auf- und Abbewegungen begleiten. (Wie aus Fig. 10 hervorgeht, ist der Taster, wie soeben bemerkt, auf- und abbeweglich. Bei Fig. 11 mußte jedoch diese Bewegung aus leicht erklärlicher Ursache seitlich angegeben werden.) Die Funktion des Kontaktarmes h bezieht sich auf den Resonatorkreis $AF—L_3—C—L_2—L_1—abcd—h—AF$. Die Funktion des Armes i berührt hingegen: $H—B—T_2T_1—L_2'—S—i—H$.

Das Schema (Fig. 11) zeigt nun, daß, je nach den verschiedenen Stellungen des Schalters und des Tasters — mit besonderer Hinsicht auf die Selbstinduktion L_3 im Resonatorkreis und die Selbstinduktionen $L_2'—S$ und $L_2'—L_2''$ im Detektorkreis — folgende vier Fälle unterschieden werden können:

Fall 1, mit Schalter in Lage A und Taster in Lage 1 (wie Fig. 11) enthält:
der Resonatorkreis die Selbstinduktion L_3 und
der Detektorkreis die Selbstinduktion $L_2'—S$.

Fall 2, mit Schalter in Lage A und Taster in Lage 2 enthält:
der Resonatorkreis nicht die Selbstinduktion L_3, jedoch
der Detektorkreis die Selbstinduktion $L_2'—L_2''$.

Fall 3, mit Schalter in Lage F und Taster in Lage 1 enthält:
der Resonatorkreis nicht die Selbstinduktion L_3, jedoch
der Detektorkreis die Selbstinduktion $L_2'—S$.

Fall 4, mit Schalter in Lage F und Taster in Lage 2 enthält:
der Resonatorkreis die Selbstinduktion L_3 und
der Detektorkreis die Selbstinduktion $L_2'—L_2''$.

Nach dieser Erklärung der verschiedenen Bestandteile des Instrumentes, folgt nun eine Beschreibung der Anwendung derselben für verschiedene Messungszwecke.

A. Messung von Wellenlängen.

Das Dekremeter ist, für die Bestimmung der Wellenlänge von vornherein kalibriert und mit einer Tabelle, die verschiedenen Wellenlängen enthaltend, versehen. Betrachten wir nun das Dekremeter nur vom Standpunkt eines Wellenmessers, so wird dieser, in Übereinstimmung mit der soeben gegebenen Beschreibung, von einem geschlossenen, von Selbstinduktion und Kapazität charakterisierten Resonatorkreis gebildet.

Die Selbstinduktion ist in diesem Kreis konstant, die Kapazität dagegen, innerhalb gewisser Grenzen, variabel. Die Kalibrierung des Dekremeters wurde auf die Weise ausgeführt, daß dasselbe — mit Schalter in Lage *A* und Taster in Lage 1 — in der Nähe eines Paralleldrahtsystems plaziert wird, eines Standardsystems, bestehend aus zwei Leitern, die bei einem Abstand von 13 cm voneinander, 1,5 m horizontal über den Boden liefen. In einem Ende des Systems war ein Oszillator angebracht. Mittels eines Induktors werden im Oszillator und im Drahtsystem auf gewöhnliche Weise Schwingungen hervorgerufen, deren Wellenlänge viermal so lang wie das Drahtsystem ist. Die Wellen, welche auf diese Weise im Standardsystem hervorgebracht werden, sind sehr wenig gedämpft. Außerdem kann der Dekremeter, dank seiner hohen Empfindlichkeit, mehrere Meter davon plaziert werden, wodurch die Koppelung zwischen den beiden auf die vorteilhafteste Weise lose wird, und die Kalibrierung kann folglich mit großer Genauigkeit gemacht werden. Die als Resultat der Kalibrierung erhaltene Tabelle gibt direkt die Wellenlänge des Dekremeters, für jede Stellung des Zeigers auf der kreisförmigen Skala des regulierbaren Kondensators an.

Unter Voraussetzung, daß die Wellen, die gemessen werden sollen, sehr schwach gedämpft sind, kann mit diesem Dekremeter ihre Wellenlänge bestimmt werden, innerhalb eines Versuchsfehlers von 1 $^0/_0$. Die Wellenmessung wird nun in folgender Weise vorgenommen (siehe Fig. 11):

a) Der Deckel wird geöffnet, wobei sich der Schalter in Lage *A*, der Taster in Lage 1 befindet (Fall 1) was auch bei Beginn der Messungen erforderlich ist.

b) Man achtet, daß der Kontakt zwischen *a* und *b* und zwischen *c* und *d* vollständig ist.

c) Das Telephon, das seinen Platz in einem separaten Fach im rechten Teil des Kastens hat, wird mit seinem Pfropf in den Kontaktlöchern $T_1 - T_2$ plaziert.

d) Ein Karborundumkrystall wird in den Halter *H* eingesetzt und zwar so — wie sich durch Versuch bald ermitteln läßt — daß die deutlichsten Signale im Telephon hervortreten.

e) Der schiebbare Kontakt *S* wird nach oben auf der Skala eingestellt. Hierbei ist zu bemerken, daß er nur an dem Punkt der Windungen der Selbstinduktionsspiralen anliegt, an welchem der Teilstrich der Skala steht; folglich muß der Schiebkontakt immer genau auf einen Teilstrich eingestellt werden, wenn Kontakt mit der Spirale gewünscht wird.

f) Das Dekremeter wird hierauf in der Nähe des Kreises — Oszillatorkreis oder Antennenkreis — jedoch nicht in unmittelbarer Nähe, plaziert, in welchem die Schwingungen stattfinden, welche bezüglich der Wellenlänge untersucht werden sollen.

g) Der Kondensator *C* wird variiert. Es ist bald zu konstatieren, wenn die Wellen, welche man untersucht, überhaupt innerhalb des Wellenlängenbereiches des Dekremeters fallen, daß bei einer gewissen Stellung des Dekremeters der Ton im Telephon merkbar am stärksten hervortritt. Wenn der Ton dabei allzu stark sein sollte, um den lautesten Punkt definitiv feststellen zu können, so wird das Dekremeter weiter entfernt; oder man dämpft den Ton im Telephon auch, indem man den Schiebkontakt an der Skala heruntersetzt, bis der Ton klar und deutlich gehört werden kann. Danach wird der Kondensator justiert und mit der größten Genauigkeit in derjenigen Lage fixiert, in welcher der Ton im Telephon am stärksten wahrgenommen wird.

h) Danach wird die Stellung des Kondensators abgelesen und aus diesem Werte wird mit Hilfe der Tabelle die Länge der zu prüfenden Wellen in Metern erhalten.

B. Messung der Koppelungsgrade.

Wir nehmen den Fall an, daß zwei isochrone Schwingungskreise vorhanden sind, d. h. daß zwei solche Kreise, welche, jeder für sich, oder unabhängig voneinander, in Schwingungen gesetzt, dieselbe Schwingungszahl haben. Wir nehmen weiter an, daß diese Kreise ein Oszil-

lator- und ein Antennenkreis eines Senders sind. Werden die beiden Kreise durch induktive Koppelung miteinander verbunden und ist die Koppelung genügend fest, so zeigt, wie bekannt, sobald das System in elektrische Schwingungen versetzt ist, ein Wellenmesser in der Nähe gleichzeitig zwei verschiedene Wellenlängen für die Schwingungen in dem gegebenen Systeme an.

Im Hörtelephon wird also ein Ton von maximaler Stärke bei zwei verschiedenen Stellungen des Kondensators gehört. Diese beiden gleichzeitig auftretenden Wellenlängen geben uns nun ein Mittel an die Hand, den Koppelungskoeffizienten (k) zu bestimmen. Bezeichnen wir die beiden experimentell erhaltenen Wellenlängen mit λ_1 und λ_2 (λ_1 bezeichnet die größere Wellenlänge) so gilt die folgende Gleichung:

$$\frac{\lambda_2}{\lambda_1} = \sqrt{\frac{1-k}{1+k}} \tag{1}$$

woraus

$$k = \frac{\lambda_1^2 - \lambda_2^2}{\lambda_1^2 + \lambda_2^2} \tag{2}$$

Weil jedoch das Quadrat der Wellenlänge direkt proportional zur Kapazität ist, gilt folgende Gleichung:

$$k = \frac{C_1 - C_2}{C_1 + C_2} \tag{3}$$

An Stelle von C_1 und C_2 werden demnach in dieser Formel die beiden Werte eingesetzt, die der Zeiger des Kondensators bei gleichem Resonanzzufall angibt, wenn der Ton im Hörtelephon bei den zwei Stellungen des Kondensators am stärksten hervortritt. Um ein Zifferbeispiel zu geben, nehmen wir an, daß der Kondensatorzeiger gleichzeitig Wert 7 und Wert 3 angibt, dann ist:

$$k = \frac{7-3}{7+3} = \frac{4}{10}$$

Der Koppelungskoeffizient ist also 0,4, oder der Koppelungsgrad 40 %.

C. Messung von Kapazitäten.

Mit Hilfe des Dekremeters kann eine Kapazitätsmessung auf folgende Weise vorgenommen werden. In einem Oszillatorkreis ruft man Schwingungen von einer gewissen Wellenlänge hervor und be-

stimmt dieselbe, wie oben beschrieben, mit Hilfe des Dekremeters. Hierbei gibt der regulierbare Kondensator, wenn bei Resonanz der Ton im Telephon am stärksten wird, einen Wert an, welchen man abliest. Wir nehmen erst an, daß ein Kondensator mit kleiner Kapazität zur Messung vorliegt, dessen Kapazität unter 0,007 Mikrofarad liegt. Dieser Kondensator wird an die Klemmschrauben c_1 und c_2 (Fig. 11) angeschlossen, wodurch derselbe in den Resonatorkreis parallel mit dem Kondensator C eingeführt wird. Man nimmt eine neue Bestimmung vor, mit genau derselben Wellenlänge beim Oszillatorkreis, wie im früheren Falle. Der Kondensator C zeigt nun, wenn der Ton im Telephon dieses Mal am stärksten wird, einen niedrigeren Wert auf der Skala. Der Unterschied zwischen dem ersten Kapazitätswert und dem später erhaltenen ist gerade die gesuchte Kapazität des zusätzlichen Kondensators.

Ist jedoch die zu suchende Kapazität größer als 0,007 Mikrofarad, so wird dieselbe in Serie mit dem Kondensator C eingeführt. Dies geschieht durch Anschluß zwischen den Klemmschrauben a und b, wobei natürlich zuerst die direkte Verbindung zwischen denselben fortzunehmen ist. Nehmen wir nun an, daß die Kapazität des Dekremeterkondensators bei Resonanz vor dem Einfügen der gesuchten Kapazität gleich C_1 und die Kapazität desselben Kondensators bei Resonanz nach dem Einfügen gleich C_2 ist. Bezeichnen wir schließlich die eingekoppelte gesuchte Kapazität mit C_3, so gilt:

$$\frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3} = \frac{1}{C_1} \tag{4}$$

worauf die gesuchte Kapazität

$$C_3 = \frac{C_1 \cdot C_2}{C_2 - C_1} \tag{5}$$

durch Einstellung der experimentell gefundenen Werte von C_1 und C_2 erhalten wird.

D. Messung von Selbstinduktionen.

Bei Anwendung des Dekremeters zur Messung von Selbstinduktionen verfährt man ungefähr in gleicher Weise wie bei der Kapazitätsmessung. Man läßt sonach einen Oszillatorkreis eine bestimmte Wellenlänge erzeugen, welche vom Dekremeter auf gewöhnliche Weise gemessen wird. Die Selbstinduktion des Dekremeters $L_1 + L_2 + L_3$ ist konstant und vorher bestimmt. Seine Kapazität lernt man für jede Bestimmung durch die Stellung des regulierbaren Kondensators

kennen. Bei der ersten Wellenlängenbestimmung bezeichnen wir die totale Selbstinduktion des Dekremeters $(L_1 + L_2 + L_3)$ mit L und dessen Kapazität mit C_1.

Nachher wird die Selbstinduktion, deren Wert bestimmt werden soll, *a* und *b* in Serie mit den übrigen Selbstinduktionen eingeschaltet. Wir nennen diese l. Das Dekremeter wird nachher nach demselben Oszillatorkreis, mit genau derselben Wellenlänge wie vorher, abgestimmt. Der regulierbare Kondensator zeigt nun einen anderen Wert, C_2, wenn die Resonanz durch den stärksten Ton im Telephon angegeben wird.

Weil die Wellenlänge in beiden Fällen die gleiche ist, so gilt die Gleichung:

$$C_1 L = C_2 (L - l) \tag{6}$$

woraus der Wert der gesuchten Selbstinduktion

$$l = L \left(\frac{C_1}{C_2} - 1 \right) \tag{7}$$

erhalten wird. Es ist bei der Messung von Selbstinduktionen zu beobachten, z. B. bei der Messung einer Selbstinduktionsspule, daß, beim Einschalten zwischen den Schrauben *a* und *b*, die Spule in eine solche Stellung gebracht wird, daß die wechselseitige Selbstinduktion zwischen dieser Spule und der Spule des Dekremeters L_2 am kleinsten wird. Am größten wird diese wechselseitige Selbstinduktion, wenn die beiden Spulen mit ihren Achsen in derselben Geraden liegen.

(Schluß folgt.)

Patentschau.

Von **H. Eales.**

Hilfseinrichtungen für die drahtlose Telegraphie.

Das D. R. P. Nr. 226529 der C. Lorenz Aktiengesellschaft betrifft eine Kontrolleinrichtung für elektrische Schwingungen, bei der eine rotierende Vakuumröhre verwendet wird. Diese Kontrolleinrichtung ist in Fig. 1 dargestellt; das wesentliche Kennzeichen besteht darin, daß die elektrische Verbindung der Leuchtröhre (d) mit dem zu untersuchenden Schwingungskreis mit Hilfe eines Kondensators erfolgt, dessen eine Belegung (m bzw. k) feststeht, während die andere mit

der Röhre leitend verbundene Belegung (n bzw. i) sich mit dieser bewegt; diese Belegungen haben kreisringförmige bzw. zylinderförmige Gestalt und es wird durch diese Bauart erzielt, daß auch bei größerer Umdrehungsgeschwindigkeit der Röhre gleichbleibende gute Stromzuführung gewährleistet wird im Gegensatz zu anderen Anordnungen mit rotierender Vakuumröhre, bei denen der veränderliche Widerstand eines Schleifkontaktes oder die ungleichmäßige Stärke und Verteilung des die Vakuumröhre erregenden Feldes einer Strahlspule Anlaß zur

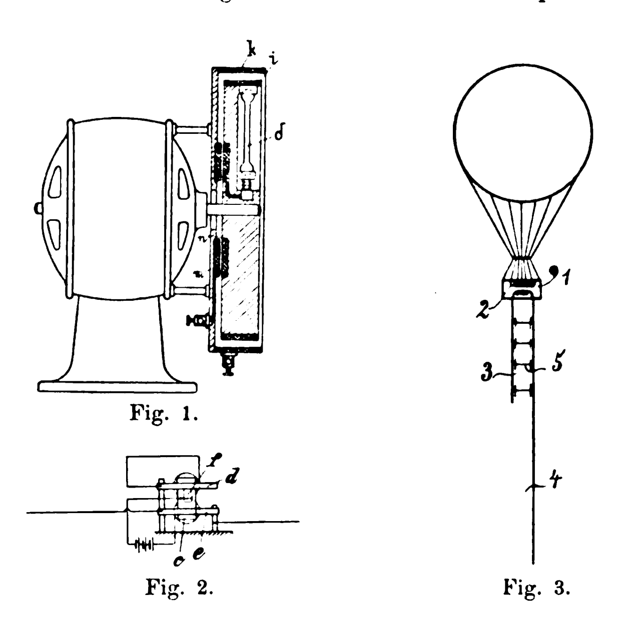


Fig. 1. Fig. 2. Fig. 3.

Veränderung der Leuchtwirkung und somit zu Trugschlüssen über eine gar nicht vorhandene Inkonstanz der Schwingungen gibt.

Einen Ticker zum Nachweis ungedämpfter elektromagnetischer Schwingungen betrifft das D. R. P. Nr. 217542 von S. Arndt in Braunschweig. Dieser Ticker besitzt zwei gegeneinander isolierte Federn (d und e in Fig. 2), von denen die eine in dem Unterbrecherstromkreis, die andere in den Verstimmungsstromkreis eingeschaltet ist, und diese beiden Federn sind mit einem gemeinsamen Anker (c) verbunden. Der Unterbrecherkontakt (f) wirkt dabei auf den Symmetriepunkt des Ankers, wodurch ein Ecken des Ankers durch den Andruck gegen den Kontakt (f), das eintreten würde, wenn dieser Kontakt außerhalb der Mitte auf diesen Anker wirkte, verhütet wird.

E. Dietz in Charlottenburg hat sich durch D. R. P. Nr. 225993 einen Antennenträger für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie schützen lassen, der aus einem zweckmäßig hohlen Betonkörper mit in der Längsrichtung voneinander getrennten Metalleinlagen besteht. Die Ausführung soll zweckmäßig in der Weise geschehen, daß der allmählich aus dem Fundament wachsende Mast selbst als Baugerüst benutzt wird, von dem aus das Einstampfen des Betons und das Einbringen der Einlagen vorgenommen wird. Die letzteren werden zu diesem Zwecke nicht immer in gleicher Höhe, sondern staffelförmig nacheinander angebracht, so daß, wenn ein Teil im Betonkörper verschwindet, andere Teile noch mehr oder weniger hervorragen und so den erforderlichen Halt für den weiteren Aufbau nach oben bieten. Dadurch daß die Metalleinlagen in der Längsrichtung voneinander getrennt sind, wird bewirkt, daß störende Wirkungen der Metalleinlagen (Dämpfung, Energieverluste) vermieden werden.

Das D. R. P. Nr. 225204 von Dr. H. Beggerow in Berlin betrifft ein Luftleitergebilde für Luftschiffe; dasselbe ist in Fig. 3 dargestellt. Es besteht aus zwei herabhängenden Drähten (*3*, *4*) von ungleicher Länge, die durch isolierende Abstandsstücke (*5*) getrennt gehalten werden und so in der Nähe des Luftschiffes ein Lechersches System bilden. Die Erregerspule (*2*) befindet sich in der Gondel (*1*) des Luftfahrzeuges. Beggerow will durch diese Anordnung erreichen, daß die Spannungsbäuche recht weit von der Gondel entfernt werden, so daß die Hülle des Luftfahrzeuges den elektrischen Vorgängen vollkommen fern bleibt. Dadurch daß die Drähte ungleiche Länge haben, wird eine Fernwirkung ermöglicht.

E. Renz in Erlangen hat ein D. R. P. Nr. 227032 erhalten auf ein Relais, welches insbesondere für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie und Telephonie bestimmt ist. Bei diesem Relais wird durch Schwingungen einer Membran oder auf andere Weise eine Gas- oder Luftsäule in Schwingung versetzt, so daß durch das Vorbeistreichen der Gase oder der Luft der Hitzdraht eines zweckmäßig angebrachten Bolometers oder einer entsprechenden Vorrichtung eine dem Schwingungsrhythmus entsprechende Widerstandsveränderung erfährt. Die Gas- oder Luftsäule schwingt dabei im Inneren eines absolut abgeschlossenen Resonators. Die Gas- oder Luftsäule kann dabei außer der schwingenden Bewegung eine gleichmäßige erhalten, so daß die Komponente eine bald verzögerte oder stehenbleibende, bald mit vermehrter oder verdoppelter Geschwindigkeit am Hitzdraht vorbeistreichende Gas- oder Luftsäule bildet. Zur Erzielung handlicher

Größen oder günstiger Kühlungsverhältnisse können Gase von hohen bzw. niedrigen spezifischen Gewichten verwendet werden, z. B. Wasserstoff oder Kohlensäure. Der Resonator kann auch an der Anbringungsstelle des Hitzdrahtes eine allmähliche Verengung erfahren, so daß die Geschwindigkeit des Gas- oder Luftstromes an den Drähten noch weiter gesteigert wird.

Das D. R. P. Nr. 224249 der C. Lorenz Aktiengesellschaft betrifft einen stetig veränderlichen Kondensator; dieser stellt sich dar als eine Vereinigung zweier Drehplattenkondensatoren zu einer derartigen Anordnung, daß die beweglichen Plattengruppen (*g h* in Fig. 4) in der Stellung der geringsten Kapazität einen gemeinsamen Raum einnehmen. Dabei sind die beweglichen Plattengruppen durch eine geeignete Übersetzung, z. B. durch Zahnräder (*n o p*) so miteinander verbunden, daß sie nur von einem Drehknopf (*l*) bewegt werden können. Diese Kondensatorkonstruktion zeichnet sich dadurch aus, daß sie große Kapazität mit verhältnismäßig geringen Dimensionen vereinigt. *q r s* sind drei Anschlußklemmen, welche, da sie in der aus Fig. 4 ersichtlichen Weise mit den Plattengruppen *e f g* und *h* leitend verbunden sind, sowohl eine Parallelschaltung als auch eine Hintereinanderschaltung der Plattengruppen *e* und *f* gestatten. *t* ist ein ovales Glasgefäß, welches den Kondensator umschließt, damit er gegebenenfalls mit einem flüssigen Dielektrikum gefüllt werden kann.

Das D. R. P. Nr. 224250 der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. betrifft eine variable Selbstinduktion, bei der es möglich ist, den Anfangswert beträchtlich weiter dem Nullwert zu nähern als dies bei den bisher bekannten Variometern möglich war, so daß ein erheblich größerer Variationsbereich entsteht. Zu diesem Zwecke wird eine kleine Selbstinduktionsspule verwendet, welche nach Belieben parallel zu einem gewöhnlichen Variometer geschaltet werden kann. Um dabei einen fortlaufenden Variationsbereich zu erhalten, muß der Wert dieser Selbstinduktion so bemessen sein, daß die maximale resultierende Selbstinduktion bei parallel zum Variometer geschalteter Spule gleich oder etwas größer und die minimale resultierende Selbstinduktion kleiner ist als der Anfangswert des Variometers allein. Beträgt beispielsweise der kleinste Selbstinduktionswert des Variometers 10 und der größte 1000, sowie der Wert der Zusatzspule 12, so wird bei der Endstellung 1000 des Variometers die resultierende Selbstinduktion mehr als der Anfangswert 10 des Variometers und bei der anderen Endstellung 10 des Variometers die resultierende Selbstinduktion kleiner als der Anfangswert 10 des Variometers (etwa

5 bis 6). Man kann demnach durch die Zuschaltung der Zusatzspule den ursprünglich erreichbaren kleinsten Wert 10 des Variometers und dadurch den Variationsbereich des Variometers beliebig dem Nullwert nähern. Um den Variationsbereich, d. h. die Endwerte der resultierenden Selbstinduktion noch mehr dem Nullwert zu nähern, kann

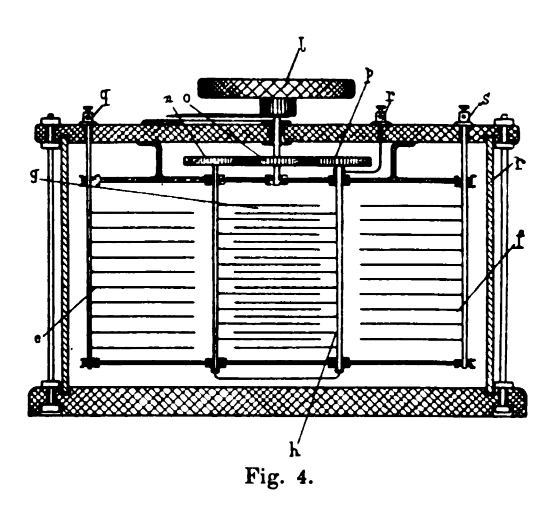


Fig. 4.

auch die Zusatzspule unterteilt werden, bzw. es können an Stelle einer Zusatzspule deren mehrere benutzt werden, die nach Belieben einzeln oder gemeinsam dem Variometer parallel geschaltet werden können.

Durch das Zusatzpatent Nr. 219080 zu D. R. P. Nr. 218214 (Jahrb. 1910 S. 433) ist der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie

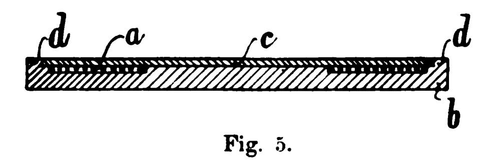


Fig. 5.

eine Spule für die Zwecke der Hochfrequenztechnik geschützt, bei welcher die Spulenwickelungen innerhalb eines Gehäuses von Hartgummi oder ähnlichem isolierenden Material angeordnet sind, auf dem ein gleichfalls aus isolierendem Material bestehender Deckel durch Klemmung oder schwalbenschwanzförmige Ausgestaltung der Kanten befestigt ist. Fig. 5 zeigt einen Schnitt durch diese Spule; *a* sind die Spulenwindungen, *b* das Gehäuse, *c* der Deckel und *d* der schwalben-

schwanzförmig unterschnittene Rand des Gehäuses, der das Abheben des einmal eingesetzten Deckels verhindert. Um den letzteren leicht einbringen zu können, wird er etwas angewärmt, so daß er sich nach einer Seite aushöhlt und seinen Durchmesser dementsprechend etwas verkleinert. In diesem Zustand kann er leicht unter den Rand *d* geschoben werden, worauf er in seine ursprüngliche Form wieder zurückgepreßt wird.

Die Einrichtung zur Veränderung der Koppelung bzw. der Selbstinduktion elektrischer Schwingungssysteme nach D. R. P. Nr. 221939

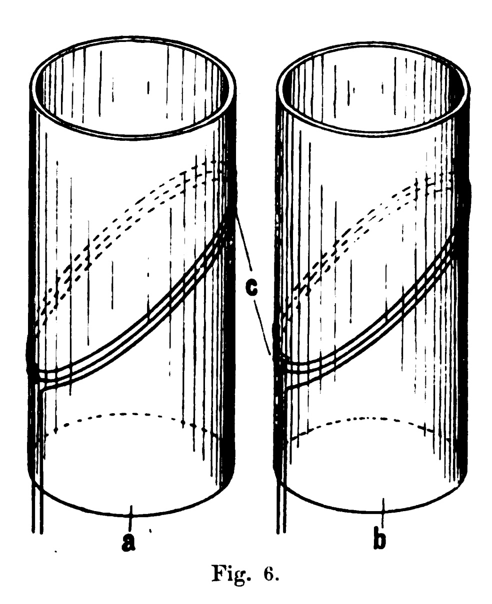


Fig. 6.

der C. Lorenz Aktiengesellschaft besteht aus mehreren in ihrer Lage zueinander veränderlichen Zylinderspulen. Die Wickelungen dieser Spulen sind derart angeordnet, daß bei einer Projektion parallel zur Drehachse der Spulen sich die Spulen in keiner Richtung decken. Infolgedessen können die Spulen ineinander gesteckt und gegeneinander verdreht werden, und dabei kann der Abstand der Wickelungen sehr klein gemacht werden. Der Stromleiter kann auf dem Spulenkörper so aufgebracht werden, daß die Achse des magnetischen Feldes mit der Bewegungsachse der Spulen einen Winkel bildet, auch können spiralförmig gewickelte Flachspulen zu einem Zylinder gebogen werden. Fig. 6 zeigt z. B. die beiden Spulen mit unter einem Winkel zur Be-

wegungsachse liegenden Windungen. Diese Spule *b* wird dann in die Spule *a* hineingestellt und zwecks Veränderung der Selbstinduktion gegen *a* gedreht. Die Spulen sind durch den Leiter *c* hintereinander geschaltet. Das Zusatzpatent Nr. 227 943 schützt eine Ausführungsform dieser Spulenanordnung. Hierbei sind die wirksamen Windungen der äußeren Spule *d* (Fig. 7 u. 8) auf der Innenfläche des Zylindermantels *b* befestigt, während die wirksamen Windungen der inneren Spule *c* auf der Außenfläche des Zylindermantels *a* befestigt sind. Außerdem sind die wirksamen Windungen in Ausfräsungen *e* und *f* der Spulenkörper eingelassen, um den Windungen einen besseren Halt zu geben.

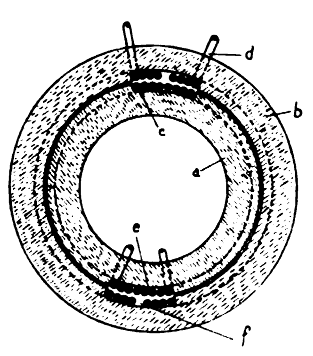


Fig. 7.

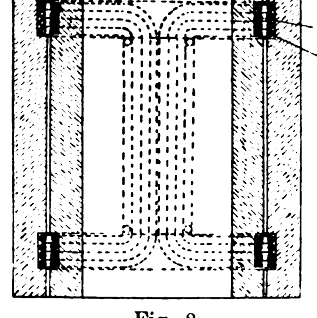


Fig. 8.

Das D. R. P. Nr. 226124 der C. Lorenz Aktiengesellschaft betrifft eine Schalteinrichtung für Stationen der drahtlosen Telegraphie und Telephonie, bei denen mehrere Antennen abwechselnd benutzt werden können. Die Sendeanordnungen sind dabei mit mehreren mechanisch gekuppelten und elektrisch getrennten, von einer Antriebsvorrichtung bewegten Schaltern verbunden, während die Empfangsanordnungen mit besonderen Schaltvorrichtungen versehen sind, die es gestatten, beim Umschalten von Senden auf Empfang die Antennen zunächst mit der Erde zu verbinden. Die Schalteinrichtung ist mit Ablesungsvorrichtungen versehen, welche die jeweilige Schaltung anzeigen.

Das D. R. P. Nr. 227612 derselben Firma betrifft ebenfalls eine Schaltungsanordnung für Widerstände, welche in die Antenne drahtloser Stationen in denjenigen Fällen eingeschaltet werden, in denen die Empfangsenergie geschwächt werden soll. Bei dem Verkehr drahtloser Stationen auf sehr geringe Entfernung, wie er z. B. zwischen

den auf der Reede oder im Hafen liegenden Schiffen stattfindet, ist es oft erforderlich, in die Antenne einen regelbaren Widerstand einzuschalten, um die Empfangsenergie zu schwächen. Die Einschaltung eines solchen Widerstandes hat jedoch den Nachteil, daß beim Umschalten der Apparate auf die Sendestellung die Abschaltung des Widerstandes von der Antenne vergessen werden kann. Dieser Nachteil soll nun hier dadurch vermieden werden, daß der Antennenumschalter mit dem erwähnten regelbaren Widerstand derart gekoppelt ist, daß bei der Schaltung auf Senden der Widerstand selbsttätig auf seine Kurzschlußstellung zurückgeht und in dieser Stellung so lange

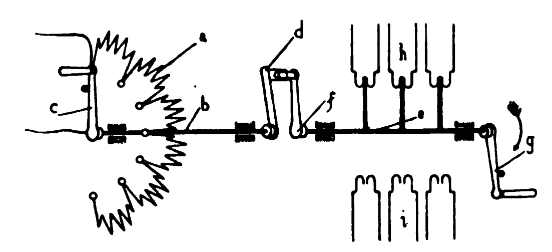


Fig. 9.

verbleiben muß, bis der Umschalter wieder auf Empfang gestellt wird. Diese Schaltungsanordnung ist in Fig. 9 in der Sendestellung dargestellt. *a* ist der regelbare Widerstand, dessen um Achse *b* drehbare Kurbel *c* mit einer zweiten Kurbel *d* fest verbunden ist. *e* ist der mit den Kurbeln *f* und *g* verbundene Antennenschalter, welcher die Anordnung bei *h* auf Senden und bei *i* auf Empfang einstellt. Durch Drehen des Antennenschalters *e* im Sinne des Pfeiles *g* aus der in Fig. 9 dargestellten Sendestellung in die Empfangsstellung bleibt also der Widerstand *a* zunächst kurzgeschlossen, so daß die Bedienung gezwungen ist, den Widerstand *a* erst im Bedarfsfalle von Hand in die Antenne einzuschalten. Hierdurch ist stets die Möglichkeit gegeben, auch aus größeren Entfernungen zu empfangen.

Wellendetektoren.

Das D. R. P. Nr. 222539 der National Electric Signaling Company in Pittburg (Penns. V. St. A.) betrifft einen ohne Hilfsspannung wirkenden thermoelektrischen Wellenindikator. Die beiden Patentansprüche lauten folgendermaßen:

1. Ohne Hilfsspannung wirkender thermoelektrischer Wellenindikator, dadurch gekennzeichnet, daß ein nichtmetallischer und von elektrolytischen Eigenschaften freier Kontaktteil von sehr hohem spezifischen Widerstand mit einem zweiten ebenfalls nicht elektrolytischen Kontaktteil durch Druck in vollkommener Berührung gehalten wird.

2. Empfänger nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß das eine Kontaktstück des Thermoelements aus Tellurium und das andere Stück aus einem Metall von geringem spezifischen Widerstand, z. B. Aluminium, besteht.

Dieses Patent datiert vom 30. Mai 1907 und es ist hierfür gemäß den Unionsvertrag die Priorität auf Grund der Anmeldung in

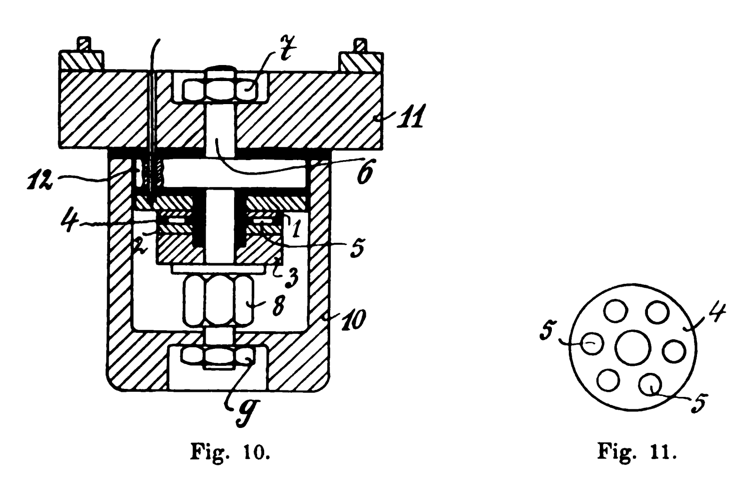


Fig. 10. Fig. 11.

den Vereinigten Staaten von Amerika vom 29. Mai 1906 anerkannt.

Der Kontaktdetektor nach D. R. P. Nr. 225396 der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. besteht aus zwei durch ein dünnes durchlöchertes Zwischenstück (*4*, *5*, Fig. 10 u. 11) aus isolierendem Material voneinander getrennten gegeneinander gedrückten Elektroden (*1*, *2*). Die Elektrode *1* soll beispielsweise ein Stanniolplättchen, die Elektrode *2* eine Platte aus Bleiglanz sein, während die Zwischenscheibe *4* beispielsweise aus Glimmer bestehen soll. *5* sind die Löcher in der Glimmerscheibe. Durch Anziehen der Mutter *8* können die Teile fest gegeneinander gepreßt werden. Die Elektroden sind, wie aus der Fig. 10 hervorgeht, an einem starren Metallkörper (*6*, *12*) befestigt, der seinerseits in bekannter Weise an einem Gehäuse *10*, *11* aus isolierendem Material befestigt ist.

Der Empfänger nach D. R. P. Nr. 217936 von Dr. M. Philippson & Dr. R. Goldschmidt in Brüssel besteht in einer Verbindung eines elektromagnetisch oder in anderer Weise in Tätigkeit gesetzten Vibrators mit einem Hebel oder Kommutator; der Vibrator stellt dabei periodisch einen Kontakt zwischen zwei zweckmäßig einen großen Abstand auf der thermoelektrischen Skala besitzenden Stoffen her, derart, daß ein Telephon oder anderer Empfänger (Galvanometer oder dgl.) die durch eine Reihe ungedämpfter Wellen übermittelten Signale der drahtlosen Telegraphie wiedergibt; mit Hilfe des Hebels

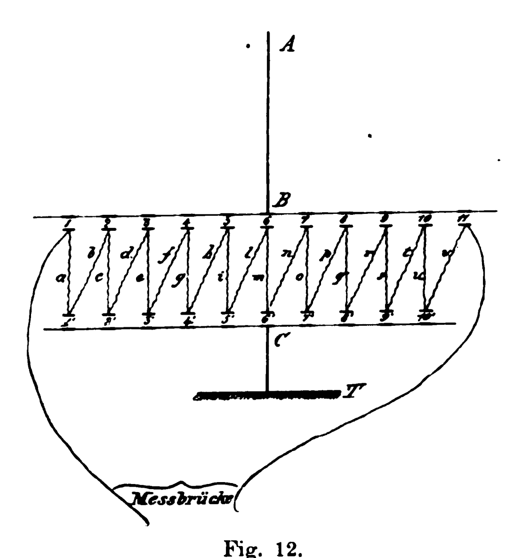


Fig. 12.

oder Kommutators kann aber auch der periodische Kontakt der Stoffe unterdrückt, d. h. der Vibrator in der Kontaktfüllung angehalten werden und dadurch eine Empfangsvorrichtung für drahtlos übermittelte Zeichen der Telephonie geschaffen werden. Zu einer wahlweise abwechselnden Benutzung der Anordnung für beide Zwecke kann dann eine einmal erreichte Abstimmung des Empfangssystems bestehen bleiben, und es braucht somit kein wesentlicher Teil der Schaltung ausgewechselt zu werden.

Bei der Anordnung zum Ermitteln und Messen oszillierender Ströme nach D. R. P. Nr. 225994 von R. Cl. Galletti in Rom sind zwischen zwei Polen B und C in der Leitung des betreffenden oszil-

lierenden Stromes $A\ T$ (Fig. 12) zwei Gruppen von Kapazitäten 1, 2, 3 . . . . 11 und 1′, 2′, 3′ . . . . 10′ derart angeordnet, daß die eine Gruppe mit einer gemeinsamen Belegung für alle ihre Kapazitäten an den einen Pol B, die andere Gruppe mit einer gemeinsamen Belegung für alle ihre Kapazitäten an den anderen Pol C angeschlossen ist, während die freien gegenüberstehenden Belegungen durch Bolometerstreifen $a\,b\,c \ldots . v$ miteinander in der Weise verbunden sind, daß eine freie Belegung der einen Kapazitätengruppe mit einer freien Belegung der anderen Kapazitätengruppe verbunden ist; die aufeinanderfolgenden Streifen sind also parallel zum Durchgang des zu messenden oszillierenden Stromes geschaltet, können aber hintereinander geschaltet auf eine elektrische Meßbrücke einwirken, welche letztere zwischen die von 1 und 11 abgehenden Leitungen eingeschaltet wird.

Das D. R. P. Nr. 218394 von Dr. A. G. Rossi in Turin ist ein Zusatz zu D. R. P. Nr. 200659. Es betrifft eine Anzeigevorrichtung für elektromagnetische Wellen und besteht aus einem Eisen- oder Nickeldraht, der in der Mitte einen Spiegel trägt und mit bestimmter Zug- und Torsionsspannung in senkrechter Lage ausgespannt ist. Da die Anordnung und ihre Wirkungsweise ziemlich verwickelt ist, kann hier wegen Mangel an Raum nicht näher auf sie eingegangen werden.

Auch der Empfänger von R. A. Fessenden nach D. R. P. Nr. 227102 mag aus dem gleichen Grunde nur kurz erwähnt werden. Bei ihm ändern die elektromagnetischen Wellen die Größe der magnetischen Zugwirkung, mit welcher ein sich bewegender Körper einen zweiten Körper mitzunehmen sucht, und sie bewirken dadurch eine die Anzeige hervorrufende Verschiebung der beiden Körper in bezug aufeinander. Bei der vorliegenden Anordnung nun erfolgt die Änderung der beide Körper kuppelnden Kraft durch Veränderung der Frequenz eines Elektromagneten unter dem Einfluß der aufgefangenen Wellen.

(Eingesandt 21. Oktober 1910.)

Bei der Redaktion eingegangene Bücher und Schriften.

(Die Redaktion behält sich die Besprechung einzelner Werke vor.)

Welche Glühlampe ist für mich die billigste? Vergleichende Kostenaufstellung der elektrischen Glühlampenbeleuchtung unter Berücksichtigung der Glühlampensteuer und der Lampen-Abnutzung von Ingenieur W. Herrmann. Mit 28 Kurventafeln. Leipzig 1910. Verlag von Hachmeister & Thal. Preis M. 1.20

Seitdem die verschiedenen Arten von Metallfaden-Glühlampen auf dem Markt erschienen sind, herrscht in Laienkreisen eine allgemeine, wohl begreifliche Unkenntnis der Unterhaltungskosten dieser Lampen und dementsprechende Unsicherheit, ob in einem bestimmten Falle diese oder jene Lampe vorteilhafter sei. Man weiß wohl, daß die alte Kohlenfadenlampe billig in der Anschaffung aber teuer im Verbrauch ist und daß es bei den Metallfadenlampen gerade umgekehrt sein soll. Diese Kenntnis allein reicht aber nicht aus, um nun für alle Fälle gerade die vorteilhafteste Lampensorte zu wählen und der Laie ist daher meistens auf das Gutachten seiner Installationsfirma oder der Lampenhandlung angewiesen. Mit Hilfe des vorliegenden Werkchens wird nun der Konsument in die Lage versetzt, ohne weiteres abzulesen und festzustellen, wie sich die Betriebskosten der verschiedenen Lampen unter den gerade obwaltenden Umständen zueinander verhalten, und danach kann also auch der Laie mit Sicherheit die für seinen Fall zweckmäßigste Lampensorte selbst bestimmen.

Doch auch den Fachleuten werden diese Angaben als ein bequemer Wegweiser zur Erreichung namhafter Betriebsersparnisse und zur Vornahme darauf gerichteter Betriebsmaßnahmen und Kalkulationen nützlich sein, besonders da an Hand derselben leicht eine Spezifikation derjenigen Gesamtbetriebskosten vorgenommen werden kann, die jede Lampenart und -Größe verursacht. Um auch eine ungefähre Schätzung der Betriebskosten bei Selbsterzeugung der elektrischen Energie zu ermöglichen, sind hierfür besondere Angaben in Kurvenform graphisch klar und übersichtlich zusammengestellt.

Fortschritte der Elektrotechnik. Vierteljährliche Berichte über die neueren Erscheinungen auf dem Gesamtgebiete der angewandten Elektrizitätslehre mit Einschluß des elektrischen Nachrichten- und Signalwesens. Herausgegeben von Dr. Karl Strecker. 23. Jahrgang. Das Jahr 1909 Heft 4. Verlag von Julius Springer, Berlin 1910. Brosch. M. 15.—

R. de Valbreuze (ancien officier du Génie; Ingénieur-Électricien). Notions générales sur la télégraphie sans fil et la téléphonie sans fil. 4e édition. La Lumière Électrique, Paris 1910.

P. Lenard. Über Äther und Materie. Vortrag gehalten in der Sitzung der Gesamtakademie der Wissenschaften in Heidelberg 4. Juni 1910. Verlag Carl Winters Universitätsbuchhandlung.

Fritz Hoppe, Messungen an Maschinen und Motoren für Ein- und Mehrphasen-Wechselströme. Sammlung elektrotechnischer Lehrhefte. Heft 9. Verlag von Johann Ambrosius Barth, Leipzig 1910.



E. Abderhalden, Fortschritte der Naturwissenschaftlichen Forschung. Erster Band. Verlag Urban & Schwarzenberg in Berlin u. Wien. 1910. M. 10.—

AEG-Zeitung. In der September-Nummer, deren Titelbild eine Wechselstrom-Lokomotive für die Bahn Bern—Lötschberg—Simplon vorführt, beginnt Dr. G. Stern eine Betrachtung über die Fernleitung elektrischer Energie. Ein Beitrag: Der Elektromotor in der Gasanstalt führt aus, in welchem Umfange die Elektrizität auch der Gasindustrie ihre Dienste widmet. In einem Aufsatz über die Ausstellung der Apparatefabrik der AEG wird ausgeführt, wie diese Ausstellung die Aufgabe zu erfüllen sucht, an der Herstellungsweise der Apparate zu zeigen, daß hier Massenfabrikation Hand in Hand geht mit dem Streben nach möglichst vollkommener Qualität. Ein weiterer Artikel ist den eigenartigen Wind-Elektrizitätswerken gewidmet. Die Darstellung einer elektrischen Hauptschacht-Fördermaschine auf der dem Fürsten Henckel von Donnersmarck gehörigen Deutschlandgrube schließt die Nummer.

M. Abraham, Theorie der Elektrizität. Erster Band: Einführung in die Maxwellsche Theorie der Elektrizität. 3. Aufl. Verlag von B. G. Teubner, Leipzig 1907. Geb. M. 12.—

Literaturverzeichnis.

Abraham, H., L'Électricien **30** (Tome XL), 107, 1910. Quelques résultats préliminaires obtenus dans l'application du rhéographe à l'étude des décharges oscillantes.

— Ann. Phys. Beibl. **34**, 982, 1910 (Ref. Ann. chim. phys. (8) **18**, 430, 1909. Harmonische Analyse und Resonanzen.

Allamet, M., L'Électricien **40** (2), 113, 1910. L'heure de l'observatoire de Paris recue à domicile et à bord des navires par la télégraphie sans fil.

Arco, v. G., Phys. Ztschr. **11**, 769, 1910. Ein Apparat zur Bestimmung der Konstanten elektrischer Schwingungen mittels Nullmethoden (Bem. zu Phys. Ztschr. **11**, 503, 1910, Arbeit von Kann unter diesem Titel).

Arnò, Riccardo, Lincei Rend. (5) **19**, 805, 1910. Sulla variazione di isteresi nei corpi magnetici in campi alternativi sotto l'azione di correnti ad alta frequenza. Nuovo rivelatore di onde hertziane.

Austin, A. C., Ztschr. f. Schwachstr. **4**, 402, 1910. Das Gernsback Detectorium.

Barreca, P., La Lum. él. **32** (XI), 342, 1910. Puissance rayonnée par une antenne.

Bethenod, J., La Lum. él. **32** (Tome XI), 131, 1910. Remarques sur les montages destinés à obtenir d'une distrubition de courant alternatif à potentiel constant un courant d'intensité constante et vice-versa.

Blake, F. C., Phys. Rev. **30**, 674, 1910. On the extra transmission of electric waves.

Braun, Ferdinand, Phys. Ztschr. **11**, 817, 1910. Über die Beugung polarisierten Lichtes an sehr feinen dielektrischen Gittern.

Chambers, F. J., Ztschr. f. Schwachstromt. **4**, 400, 1910. Chambers Flüssigkeitsmikrophon.

Corbino, O. M., Phys. Ztschr. **11**, 756, 1910. Über das Majoranaphänomen in oszillatorischen Feldern und die von der Brownschen Bewegung herrührende der Orientierung entgegenwirkende Kraft.

Dubilier, W., Elektrot. Ztschr. **31**, 975, 1910. Neues Mikrophon für drahtlose Telephonie von Collins.

Eccles, W. H., Phil. Mag. **20** (117), 533, 1910. The energy relations of certain detectors used in wireless telegraphy.

— Electrician **65**, 847, 897, 1910. Recent patents in wireless telegraphy.

— u. **Makower, A. J.,** Electrician **65**, 1014, 1910. The efficiency of shortspark methods of generating electrical oscillations.

Electrical World 56, 139, 1910. The „wireless" devotees of Chicago.

Ferrié, Ann. Phys. Beibl. **34**, 939, 1910 (Ref. über Bull. soc. int. Electr. (2) **10**, 13, 1910. Electrician **65**, 135, 1910). Über die neuen Verfahren der drahtlosen Telegraphie.

Gerth, F., Phys. Ztschr. **11**, 768, 1910. Über gekoppelte Oszillatoren.

Glatzel, B., Phys. Ztschr. **11**, 886, 890, 1910. Eine neue Methode zur Erzeugung von Hochfrequenzströmen nach dem Prinzip der Stoßerregung.

— Phys. Ztschr. **11**, 894, 1910. Weitere Beiträge zur Frage der Löschwirkung von Wasserstoffunkenstrecken in Hochfrequenzkreisen im Zusammenhang mit optischen Erscheinungen.

Grover, F. W., Phys. Rev. **30**, 787, 1910. The inductance of a metal tube bent into the form of a circular ring.

Hagenbach, Aug. u. **Veillon, H.,** Phys. Ztschr. **11**, 833, 1910. Über die Charakteristiken des elektrischen Lichtbogens und des Glimmlichtes zwischen Kupferelektroden im partiellen Vakuum.

Hechler, W., Elektrot. Ztschr. **31**, 1053, 1910. Über die neuesten Ausführungen der Quecksilberdampf-Gleichrichter.

Hiatt, C. E., Ann. Phys. Beibl. **34**, 984, 1910 (Ref. über Phys. Rev. **29**, 432, 1909). Ein Thermohysteresis-Frequenzmesser.

Huth, E. F., Electrician **65**, 1066, 1910. Experimental apparatus for wireless telephony.

Jégon, Paul, La Lum. él. **32** (XI), 387, 1910. Enregistreurs d'orage.

Jones, Taylor E. u. **Roberts, David E.,** Phil. Mag. **20** (118), 660, 1910. Musical arc oscillations in coupled circuits.

Ives, James E., Phys. Rev. **31**, 185, 1910. On the determination of the wave length and logarithmic decrement of the linear electrical oscillator with the interferometer.

Kareis, Ztschr. f. Schwachstr. **4**, 434, 1910. Drahtloser Telegraphenverkehr zur See.

Kimura, Masamichi u. **Yamamoto, Kiyoshi,** Mem. Coll. of Science, Kyoto Univ. **2**, 47, 1910. Arc-characteristics in gases.

— Mem. Coll. of Science, Kyoto Univ. **2**, 83, 1910. Crystals and Crystalmetal contact detectors for electric oscillations.

Larsen, Absalon, Elektrot. Ztschr. **31**, 1039, 1910. Der komplette Kompensator, ein Apparat zur Messung von Wechselströmen durch Kompensation.

Majorana, Q., La Lum. él. **32** (Tome XI), 246, 275, 1910. Recherches et expériences de radiotéléphonie.

Mackower, A. J., s. Eccles, W. H.

Mandelstam, L., Phys. Ztschr. **11**, 752, 1910. Über die Dämpfung der Eigenschwingungen im leuchtenden Natriumdampf.

— u. **Papalexi, N.,** Ann. Phys. **33** (4), 490, 1910. Über eine Methode zur Messung von logarithmischen Dekrementen und Schwingungszahlen elektromagnetischer Schwingungssysteme.

Marchand, H., L'Électricien **40** (2), 118, 1910. Appareils radiotélégraphiques de grande puissance expérimentés par la marine americaine.

Nesper, Eugen, Helios **16**, 493, 501, 513, 1910. Sender für drahtlose Telephonie.

Osborne, H. S., s. Pender, H.

Papalexi, N., s. Mandelstam, L.

Paulus, C., s. Riefler, S.

Pender, H. u. Osborne, H. S., Electrical World **56** (12), 667, 1910. The electrostatic capacity between equal parallel wires.

Philipps, W. C. S., s. Sumpner, W. E.

Piola, F., N. C. **54** (Vol. XX [V]), 29, 1910. Resistenza e reattanza effettive di un solenoide contente un nucleo magnetico conduttore.

Pleijel, H., La Lum. él. **32** (XI), 259, 1910. Sur le calcul des enroulements d'un transformateur téléphonique.

Rein, H., Phys. Ztschr. **11**, 591, 1910. Gleichstrom-Tonsender.

Riefler, S. u. Paulus, C., Elektrot. Ztschr. **31**, 861, 1910. Die Mittel zur Beseitigung des Öffnungsfunkens beim Ausschalten von Elektromagneten.

Roberts, David E., s. Jones, Taylor E.

Rogowski, W., Elektrot. Ztschr. **31**, 1033, 1069, 1910. Über die Streuung des Transformators.

Schwarzhaupt, Paul, Electrician **65**, 820, 1910. Abnormal transmission of electromagnetic waves.

Seibt, G., Electrical World **56** (13), 725, 1910. The development of the wave-meter in wireless telegraphy.

Semiller, A., Ann. Phys. **33**, 414, 1910. Ein absolutes Induktionsdynamometer.

Sumpner, W. E. u. Philipps, W. C. S., Electrician **65**, 911, 1910. Galvanometer for alternate-current circuits.

Tamaki, Kajuro, Mem. Coll. of Science, Kyoto Univ. **2**, 121, 1910. Electric field due to Hertzian doublet oscillators.

Thurn, H., Umschau, Heft 36, S. 708, 1910. Die Funkentelegraphie im Zeitsignaldienst.

Torikata, Wichi, Electrician **65**, 940, 1910. Commercial wireless telegraphy in Japan.

Tosi, A., Electrician **65**, 861, 1910. Results obtained at the Boulogne. Radiotelegraphy-Station (Bellini-Tosi).

Trabacchi, G. C., Ann. Phys. Beibl. **34**, 983, 1910 (Ref. über N. Cim. (5) **19**, 114, 1910). Vorrichtung um einige wichtige Elemente der Wechselströme sichtbar zu machen.

Ubisch, v. G., Phys. Ztschr. **11**, 753, 1910. Schwingungszahl und Dämpfung im leuchtenden und nichtleuchtenden Natriumdampf.

Veillon, H., s. Hagenbach, Aug.
Witte, Hans, Jahrb. d. Radioakt. **7**, 205, 1910. Nachträge zur Ätherfrage.
Yamamoto, Kiyoshi, s. Kimura, Mesamichi.
Zehnder, L., Ann. Phys. **33** (4), 631, 1910. Eine objektive Darstellung der Hertzschen Versuche über Strahlen elektrischer Kraft durch Wechselströme.
— Ebenda 635, 1910. Zur objektiven Darstellung der Hertzschen Versuche über Strahlen elektrischer Kraft durch Gleichströme.
— Ebenda 639, 1910. Nachtrag zur Demonstration der Lecherschen elektrischen Drahtwellen.
Zenneck, J., Phys. Ztschr. **11**, 896, 1910. Über die Bestimmung des Ladungsfehlers bei Wattmetern.

Detektoren.

1. Kohärer.

Eccles, W. H., Electrician **65**, 724, 772, 1910. Coherers.

2. Elektrolytische Detektoren.

— — — — — — — — — — — — — — — — — —

3. Thermische Detektoren.

Dowse, C. M., Electrician **65**, 765, 1910. On the use of thermojunctions for high-frequency current measurements.
Tissot, C., Ann. Phys. Beibl. **34**, 937, 1910 (Ref. über Soc. fr. d. Phys. Nr. 308, S. 4, 1910. Beitrag zum Studium der festen Kontaktdetektoren.

4. Magnetische Detektoren.

— — — — — — — — — — — — — — — — — —

5. Diverse Detektoren.

Nesper, Eugen, Helios **16**, 420, 1910. Detektoren der drahtlosen Telegraphie.

(Eingesandt 24. Oktober 1910.)

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 4. 1911. Heft 3.

Ungesteuerte und gesteuerte Stosssender für drahtlose Telephonie. [1]

Von **Eugen Nesper.**

a) Ungesteuerte Stoßsender.

Mittels seltener Funkenentladungen (Marconi, Braun u. a.) und auch selbst bei derartiger Beschaffenheit und Einstellung der Entladestrecke und Schwingungssysteme, daß Partialfunken auftreten, kann die Entladungszahl im Maximum nur auf ca. 200—300 Entladungen in der Sekunde gesteigert werden. Lediglich Töne können unter günstigen Umständen und wenn die Entladestrecke sehr regelmäßige Entladungen hervorruft, drahtlos vom Sender nach dem Empfänger bei seltenen Funken übermittelt werden. An die Übertragung der menschlichen Sprache ist nicht zu denken.

Bei den erwähnten Entladungsstrecken wurden im (primären) Schwingungssystem selbst die elektromagnetischen Wellen erzeugt. Auch war die Dämpfung bei Anwendung gekoppelter Systeme in diesen nicht allzu verschieden. Es fand eine Erzeugung schwingender Energie im Oszillator statt, die Energie wurde auf das nächste gekoppelte System übertragen usw., konnte aber wieder auf das erste System zurückschwingen, da die Funkenstrecke genügend lange Zeit leitend blieb.

Wesentlich anders liegen die Verhältnisse beim sog. „Stoßsender". Hier ist es möglich, in einem ersten die Entladestrecke enthaltenden Kreise, welcher stark gedämpft sein soll, die schwingende Energie stoßweise zu erzeugen, auf den zweiten Kreis zu übertragen, der nunmehr, da er möglichst schwach gedämpft zu gestalten ist, mit seiner Eigenschwingung langsam ausschwingt, während im ersten (Stoß-)Kreise

1) E. Nesper, Helios XVI, 1910, S. 502 ff.

längst der Entladestrom unterbrochen ist. Ein Zurückschwingen der Energie auf den ersten Kreis findet nicht statt und es ist so der erste Kreis wegen seiner Gestaltung und günstigen Abkühlung der Entladestrecke befähigt, schnell wieder neue Stoßschwingungen zu erzeugen.

Man erhält auf diese Weise im zweiten Kreise sehr rasch aufeinanderfolgende entsprechend der geringen Kreisdämpfung schwachgedämpfte Schwingungen, welche für eine drahtlose Lautübertragung in Betracht kommen können.

Die ersten Anordnungen, welche für häufige Stoßentladungen benutzt werden konnten, wurden von E. Thomson[1]) 1892, N. Tesla[2]) 1894 und später von R. A. Fessenden[3]) 1899 angegeben. Thomson kühlte den Funkenübergang durch Preßluft oder ein magnetisches Gebläse. Tesla wandte eine Entladungsstrecke mit magnetischem Gebläse an, oder ließ diese in einer Flammenkammer, welche ev. mit Gasen gefüllt wurde, brennen. Fessenden benutzte wassergekühlte Elektroden, welche aus dünner Metallfolie bestanden. Unter gewissen Umständen, insbesondere, wenn sie Gleichstrom zum Speisen ihrer Entladungsstrecken anwandten, haben die drei Genannten schon kontinuierliche Schwingungen mit ihren Anordnungen erzielt. Simon und Reich haben darauf in ihrer Arbeit über Partialentladungen 1903 schon theoretisch klar die Möglichkeit diskutiert, wie durch Aneinanderreihung einzelner Stöße (Λ Λ) im Sender fortlaufende Schwingungen erzielt werden können.

Ferner hat B. Monasch[4]) mit seinem Metallichtbogen in der „kritischen Zone“ tatsächlich schon Stoßentladungen ausgeführt.

Die experimentellen und theoretischen Untersuchungen und Klärungen, welche jedoch erst zur Einführung der Stoßentladungen in die drahtlose Praxis Veranlassung gegeben haben, rühren von M. Wien[5]) her. Nach Bekanntwerden dieser Arbeiten sind eine Reihe von Anordnungen für Stoßentladungen angegeben worden, welche mehr oder weniger übereinstimmen und im Prinzip einander gleich sind [v. Lepel und

1) E. Thomson, Amerikan. Pat. Nr. 500630 vom 18. Aug. 1892.

2) Th. C. Martin, The inventions of Nicola Tesla, 1894.

3) L. W. Austin, The Electrician **59**, 634, 1907.

4) B. Monasch, D. R. P. Nr. 193328, p. vom 28. Oktober 1906, „Verfahren und Erzeugung von ungedämpften elektrischen Schwingungen.

5) M. Wien, Phys. Ztschr. VII, 1906, S. 871; Phys. Ztschr. **9**, 1908, Nr. 2, S. 49. Über eine Methode zur Erzeugung schwachgedämptter elektrischer Schwingungen (Vorläufige Mitteilung). Phys. Ztschr. **11**, 1910, Nr. 3, S. 76. Über eine neue Form der Stoßerregung elektrischer Schwingungen (Vorläufige Mitteilung).



Burstyn,[1])], W. Peukert[2]), von Koch[3]), Espinosa de los Monteros[4]), C. Lorenz Aktiengesellschaft[5]), Gesellschaft für drahtlose Telegraphie[6]), Scheller[7]) usw.

Die typische Schaltung für Stoßerregung mit Zwischenkreis (an

1) E. v. Lepel, Electrician **64**, 153, 1909. — Deutsche Patentanmeldung L. 24757 vom 21. Aug. 1907. „Einrichtung zur Erzeugung schneller elektrischer Schwingungen aus Gleich- oder Wechselstrom."

W. Burstyn, Elektrot. Ztschr. **33**, 786, 1909; Phys. Ztschr. XI, 1910, S. 1130. D. R. P. Nr. 226465, pat. vom 13. April 1910, „Verfahren zur Herstellung von mit Kühlkanälen versehenen scheibenförmigen Metallelektroden für Schwingungserzeuger."

2) W. Peukert, D. R. P. Nr. 211670.

3) Badische Anilin- und Sodafabrik, Aktiengesellschaft D. R. P. Nr. 219416, pat. vom 20. Dez. 1906, Französ. Pat. Nr. 388473, angemeldet am 24. März 1906. „Production de courants électriques à haute fréquence."

4) A. Espinosa de los Monteros, Jahrb. **1**, 480, 1908.

5) C. Lorenz Aktiengesellschaft Deutsche Patentanmeldung L. 27318 (D. R. P. Nr. 229219) angemeldet am 31. Dez. 1908 „Sender für drahtlose Telegraphie". L. 28288, angemeldet am 21. Juni 1909, Ausführungsform des Wienschen Verfahrens zur Erzeugung elektrischer Schwingungen. Deutsche Patentanmeldung L. 28587, angem. am 17. Aug. 1909, „Schaltungsanordnung zur Ausführung des Wienschen Verfahrens zur Erzeugung elektrischer Schwingungen". Zusatz zur Patentanmeldung L. 28288, D. R. P. Nr. 207159, pat. am 24. Okt. 1906. (Poulsenscher Lichtbogengenerator als Stoßsender.)

6) Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. Deutsche Patentanmeldungen:

G. 27484 vom 21. Aug. 1908 „Schnellerlöschende Funkenstrecke zur Ausführung des Wienschen Verfahrens" (erteilt).

G. 27483 vom 21. Aug. 1908. „Abgeschlossene Funkenstrecke zur Erzeugung elektrischer Schwingungen, bestehend aus zwei flachen, gegeneinander gepreßten Elektroden mit dazwischen liegendem, den Abstand der Elektroden bestimmendem Isolationsmaterial" (erteilt).

G. 28107 vom 3. Dez. 1908. „Serienfunkenstrecke zur Erzeugung schneller elektrischer Schwingungen nach dem Wienschen Verfahren, bestehend aus einander gegenüberstehenden, plattenförmigen Elektroden" (erteilt).

G. 26612 vom 22. März 1908. „Verfahren zur Erzeugung elektrischer Schwingungen" (zurückgewiesen).

G. 28198 vom 16. Mai 1908. „Funkenstrecke zur Ausführung des Wienschen Verfahrens zur Erzeugung elektrischer Schwingungen."

G. 26744 vom 15. April 1908. „Funkenstrecke zur Ausführung des Wienschen Verfahrens zur Erzeugung elektrischer Schwingungen."

G. 27164 vom 23. Juni 1908. „Anordnung zur Ausführung des Wienschen Verfahrens zur Erzeugung elektrischer Schwingungen (Zischfunkenstrecke), bei der mehrere Funkenstrecken in Reihe geschaltet sind."

G. 28249 vom 19. Dez. 1908. „Serienfunkenstrecke zur Erzeugung schneller elektrischer Schwingungen." Zusatz zur Anm. G. 28107.

G. 26958 vom 16. Mai 1908. „Funkenstrecke zur Ausführung des Wienschen Verfahrens zur Erzeugung elektrischer Schwingungen." Zusatz zur Anm. G. 26744.

7) O. Scheller, Deutsche Patentanmeldung Sch. 32610, angemeldet 20. April 1909. „Verfahren und Einrichtung zur Erzeugung tönender Signale für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie mittels Gleichstrom."



Stelle des Zwischenkreises kann die Antenne treten sofern sie eine genügend große Kapazität und hinreichend kleine Dämpfung besitzt) zusammen mit einer Antenne und Mikrophonanordnung gibt Fig. 1 wieder.

a ist die Stoß- oder Zischfunkenstrecke, welche so beschaffen sein soll, daß sie rasch entionisiert wird, damit die schnell aufeinanderfolgenden Stoßschwingungen stets bei angenähert demselben Potential einsetzen. Man verwendet daher hierzu Metallelektroden mit sehr kleinem Abstand (ca. 0,6 bis 0,08 mm), welche künstlich gekühlt sein können, eine Wasserstoffatmosphäre zwischen den Elektroden, mehrere in Serie geschaltete Elektroden, rotierende Elektroden, Elektrodenkörper mit Zwischenlage aus Isolierstoff, Luft- oder Magnetgebläse usw. aufweisen können. Wien[1]) hat auch mit langen Funkenstrecken Stoßschwingungen erzielt, was auch schon früher in der drahtlosen Technik für Meßzwecke ausgeführt wurde[2]). Auch Quecksilberdampflampen sind sehr geeignet, insbesondere, wenn man diese, um eine längere Lebensdauer zu erzielen, mit einer Temperaturregulierung versieht. Ferner haben Monasch und später Glatzel mit längeren Entladestrecken Stoßentladungen erzielt.

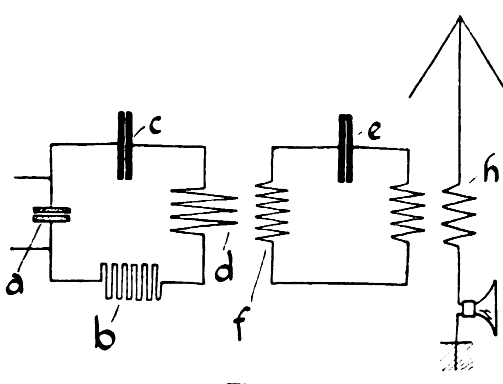


Fig. 1.

Zur Speisung der Stoßfunkenstrecke kann Gleichstrom oder Wechselstrom dienen. Die Spannung soll möglichst hoch sein, um eine möglichst hohe Entladungszahl zu erhalten. Man wählt daher im allgemeinen hochperiodigen Wechselstrom, da hierbei die Erzielung hoher Spannungen leichter ist und der Wirkungsgrad infolge Fortfalles des Widerstandes vor der Entladestrecke günstiger als bei Gleichstrom ist. Für die Erreichung sehr großer Energiemengen dürfte im übrigen allein Wechselstrom in Frage kommen.

b ist in Fig. 1 ein Widerstand, der eventuell in den Kreis zur Vergrößerung der Dämpfung eingeschaltet sein kann. *c* und *e* sind

1) M. Wien, Phys. Ztschr. XI, 1910, S. 76.

2) E. Nesper, Die Frequenz- und Dämpfungsmesser der Strahlentelegraphie. Leipzig 1907, S. 200 ff.

Kondensatoren, *d, f* und *g* Induktanzen, *h* ist die Antenne mit Kopplungsspule und Mikrophon.

Der Stoßkreis *a b c d* soll stark gedämpft sein, damit das Phänomen der Stoßentladung überhaupt eintritt.

Der Zwischenkreis *feg* muß schwächer gedämpft sein als der Stoßkreis, damit ein schwachgedämpftes Ausschwingen dieses Kreises möglich ist.

Man kann den Zwischenkreis fortlassen und direkt auf die Antenne vom Stoßkreis aus arbeiten; es ist jedoch alsdann erforderlich, die Antenne hinreichender Kapazität möglichst schwachgedämpft zu gestalten.

Der Vorgang im Stoßkreis und im schwachgedämpften Zwischenkreis ist in den Fig. 2 u. 3 schematisch in *A* ganz und in *B* teilweise dargestellt,

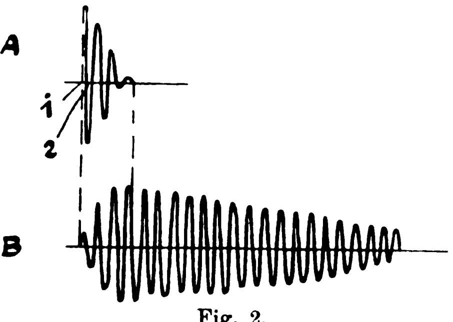


Fig. 2.

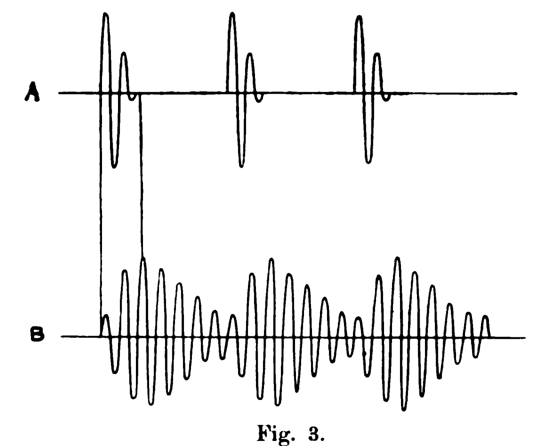


Fig. 3.

für den Fall, daß im Stoßkreis die schwingende Energie nach wenigen Oszillationen zur Ruhe gekommen ist.

Inzwischen hat sich die Energie im Zwischenkreis aufgeschaukelt und hat etwa in dem Moment, in welchem sie im Stoßkreis in Ruhe ist, im Zwischenkreis ihre Maximalamplitude erreicht. Alsdann schwingt sie daselbst schwachgedämpft weiter. Einen Teil dieser schwachgedämpften Schwingungen gibt Fig. 2 *B* wieder.

Im allgemeinen kann man nicht damit rechnen, daß im Stoßkreis nur wenige Hin- und Herschwingungen stattfinden. Es werden vielmehr in den meisten Fällen mehrere aufeinanderfolgende Stöße vorhanden sein, welche im Zwischenkreis ein treppenförmiges Ausschwingen hervorrufen. Der Vorgang ist schematisch in Fig. 3 zum Ausdruck gebracht.

Wendet man als Entladestrecke im Stoßkreis eine Quecksilberdampflampe an, so kann man es unter Zwischenschaltung eines Induktors oder Transformators bei entsprechender Wahl der Dimensionen und

richtiger Koppelung leicht erreichen, daß im Stoßkreis überhaupt nur ein Stoß (z. B. 1, 2 in Fig. 2) erzielt wird.[1]) Man hat dann den Fall der idealen Stoßerregung. Die großen Nachteile der Quecksilberdampflampen in betriebstechnischer Hinsicht und die Unmöglichkeit bei Gleichstrombetrieb, höhere Spannungen als ca. 10000 Volt anzuwenden, haben jedoch bisher nicht dazu geführt, die Lampen für Stoßerregung in der Praxis zu verwenden.

Verwendet man für die Speisung der Entladestrecke Wechselstrom, so ist der Wirkungsgrad höher, weil alsdann der bei Gleichstrom notwendige Widerstand in der Speiseleitung fortfällt und nur keine Energie verbrauchende Drosselspulen vorhanden sind.

Sobald man mittels ungesteuerter oder gesteuerter Kreise hohe Entladungszahlen erzielt hat, sind prinzipiell zwei Anwendungsmöglichkeiten dieser für drahtlose Telephonie vorhanden. Die erste besteht darin, daß bei einer Entladungszahl von ca. 5000 pro Sekunde stets im Empfangstelephon eine Toneinwirkung vorhanden ist, über welche die übertragenen Laute gelagert werden (ähnlich wie das Geräusch beim Grammophon). Die zweite Möglichkeit besteht in der Steigerung der Entladungszahl bis zu der oberen Grenze, daß die Gehörnerven überhaupt nicht mehr die Empfindung eines Tones haben. So mögen hierfür schon Entladungszahlen von 7000 pro Sekunde aufwärts in Betracht kommen. In beiden Fällen ist aber die Regelmäßigkeit der Funkenfolge fast wichtiger als die Höhe der Entladungszahl. Alle Mittel, welche geeignet sind, die Entladungsübergänge regelmäßig zu gestalten, sind gleichzeitig in hervorragendem Maße geeignete Mittel für drahtloses Fernsprechen. Daher hat die nachstehende Methode der Speisung drahtloser Telephonsender mittels gesteuerter häufiger Stoßentladungen viel Aussicht auf Erfolg.

b) Gesteuerte Stoßsender.

Unter gesteuerten Stoßentladungen sollen solche verstanden werden, bei denen die Entladungen des Stoßkreises nicht willkürlich übergehen, sondern durch einen anderen Hochfrequenzvorgang (Lichtbogenschwingungen) beeinflußt werden.

Man kann hierzu entweder zwei oder mehrere Systeme anwenden, von denen jedes eine besondere Entladestrecke (auch Lichtbogen) enthält, und wobei die Energie allmählich vom ersten System ins nächste wandert und so fort; oder man kann zwei oder mehrere Systeme,

1) B. Glatzel, Verhandl. der deutschen Phys. Gesellsch. 1908, S. 54.

welche gemeinsame oder getrennte elektrische Elemente besitzen, so schalten, daß allen eine Entladungsstrecke gemeinsam ist.

In beiden Fällen hat man verhältnismäßig kompliziertere Schwingungsvorgänge als bisher, da entweder die einzelnen Schwingungsvorgänge sich zeitlich folgen und aufeinander einwirken oder einander überlagert sind. Es können hierbei Schwingungen konstanter Amplitude erzeugt werden.

Betrachtet man zuerst die Methode, mehrere in Serie geschaltete Systeme mit verschiedenen Entladestrecken anzuwenden, so ergibt sich folgendes:

Die erste Entladestrecke *a* (Fig. 4) kann hierbei mit Gleich- oder Wechselstrom betrieben werden, und es werden hierbei im System *abcd* ungedämpfte Schwingungen erzielt bei einer Schwingungszahl von mindestens 5000 Entladungen pro Sekunde. Die Spule *d* transformiert die Energie auf hohe Spannung, und es können also bei richtigen Dimensionen des rechten Systems in der Entladestrecke *e* 5000 Entladungen und mehr pro Sekunde erzielt werden. Selbstverständlich ist es möglich, als Entladestrecke auch Lichtbogengeneratoren bei entsprechend kleinerem Wirkungsgrade anzuwenden.

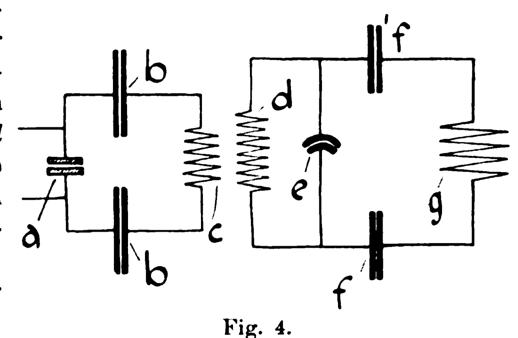


Fig. 4.

Verwendet man zur Speisung der Entladestrecke Gleichstrom (mit Vorschaltwiderstand), so ist es erforderlich, um große Energiemengen in Wirkung zu bringen, die Kondensatoren *b* recht groß zu machen, wobei die Spannung an *a* nicht über 1000 Volt zu sein braucht, so daß man im System *a b c b a* ca. 5000 Schwingungen pro Sekunde erhält [s. Fig. 4 [1])]. Durch entsprechende Spannungstransformation in *d* und Anwendung von Löschfunkenstrecken kann man alsdann in dem System *d f g f d*, welches mit *a b c b a* in Resonanz sein soll, leicht 5000 Stoßentladungen pro Sekunde und mehr erhalten, wobei die Wellenlänge in diesem System fast beliebig klein sein kann, ein für drahtloses Fernsprechen besonders günstiger Umstand.

1) Es muß darauf geachtet werden, daß der in *a* stattfindende Entladungsvorgang kein stationär brennender Lichtbogen wird, da alsdann keine wirksamen Schwingungen in *a b c b a* erzeugt werden.

Es ist auf dieser von O. Scheller[1]) angegebenen Methode möglich, bei Anwendung niedriger Gleichstromspannungen durch einmalige Transformation gesteuerte Entladungen hoher Zahl zu erhalten. Es ist auch möglich, bei entsprechender Anordnung (s. unten) beide Entladestrecken *a* und *e* in einer zu vereinen.

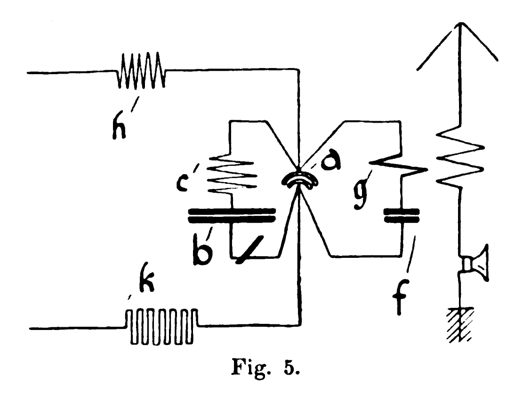


Fig. 5.

Eine Schaltung für eine gesteuerte Entladestrecke, welche als Tonsender bei der C. Lorenz A.-G.[2]) von H. Rein[3]) ausgebildet wurde, gibt Fig. 5 wieder. Die Anordnung ist dafür skizziert, daß Gleichstrom zur Speisung der Entladestrecke dient. Sie bleibt jedoch auch für Wechselstromspeisung dieselbe, nur daß alsdann der Widerstand *k* fortfällt.

Eine übereinstimmende Schaltung haben E. v. Lepel und W. Burstyn[4]) angegeben ohne jedoch die wahren Vorgänge in der Entladestrecke (siehe unten) erkannt zu haben. Lepel und Burstyn schreiben in der Deutschen Anmeldung B. 52450 daß der aus Gleichstrom und Wechselstrom resultierende Strom nicht unter Null sinken dürfte. Tatsächlich ist dies aber für die Tonerzeugung durchaus erforderlich (siehe Fig. 6).

Das Wesen dieser gesteuerten Entladestrecke besteht darin, daß

1) O. Scheller, Deutsche Patentanmeld. Sch. 32610, angem. 20. April 1909.

2) C. Lorenz Aktiengesellschaft Deutsche Patentanmeld. L. 28288 vom 21. Juni 1909. „Ausführungsform des Wienschen Verfahrens zur Erzeugung elektrischer Schwingungen."

L. 28587 vom 17. Aug. 1909. „Schaltungsanordnung zur Ausführung des Wienschen Verfahrens zur Erzeugung elektrischer Schwingungen." Zusatz zur Anm. L. 28288.

H. Rein, Physik. Ztschr. XI. 1910, S. 591.

3) H. Rein, Phys. Ztschr. XI, 1910, S. 591; Jahrb. 4, 196, 1910.

4) E. v. Lepel, Deutsche Patentanmeldung L. 27183, angemeldet am 5. Dez. 1908, „Schaltung zur Erzeugung schneller elektrischer Schwingungen" (zurückgenommen). W. Burstyn, Deutsche Patentanmeldung B. 52450, angemeldet 16. Dez. 1908, „Verfahren zur Erzeugung eines pulsierenden Hochfrequenzstromes" (Fallengelassen). E. v. Lepel u. W. Burstyn, Deutsche Patentanmeldung B. 52530, angemeldet 23. Dez. 1908, „Anordnung zur Erzeugung eines pulsierenden Hochfrequenzstromes" (Fallengelassen).

dem die Entladestrecke speisenden Gleichstrom Wechselstrom überlagert wird. Dieser letztere wird nun nicht, wie dies auch möglich ist, in irgendeiner Weise als technischer Wechselstrom zur Anwendung gelangen, sondern er wird als hochfrequenter Wechselstrom, welcher von der Tonschwingungszahl sein kann, dem Duddellschen Schwingungskreise *a b c* (Fig. 5) entnommen. (Der Kreis *a b c* soll einen Schalter erhalten, welcher geöffnet werden kann.)

Der Effekt dieser Überlagerung ist der, daß die außerordentlich häufigen Entladungen des Kreises *a g f* nicht mehr willkürlich vor sich gehen, sondern durch den Entladungsvorgang des Duddellkreises *a b c* gesteuert werden. Letzterer Entladungsvorgang besteht in kontinuierlichen Schwingungen, deren Frequenz von den Konstanten des Schwingungssystems abhängt. Jedesmal, wenn die Stromkurve *b* (Fig. 6 [1]) der Schwingungen durch die Nullinie hindurchgeht, bzw. schon vorher, setzt der Stoßkreis *a f g* ein zu arbeiten und erzeugt eine Reihe von Entladungen, welche bei entsprechender Bemessung des Kreises und Einsetzung der Funkenstrecke die Zahl von ca. 5000—9000 haben können. In der Antenne werden Schwingungen konstanter Amplitude erzeugt.

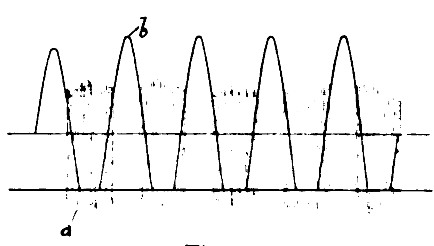


Fig. 6.

Der Vorgang ist schematisch für einzelne Entladungen im Stoßkreise in Fig. 6 wiedergegeben.

Die Komplexe *a a* folgen sich sehr regelmäßig und ergeben ein tönendes Geräusch, welches sich wegen der leicht möglichen Tonvariation für drahtlose Telegraphie zum Heraushören aus atmosphärischen Störungen und anderen Telegrammen von fremden Stationen gut verwenden läßt.

Je steiler bis zu einem gewissen Grade die Duddellstromkurve *b* ist, um so regelmäßiger setzt der Tonkreis ein und um so geringer ist das stets vorhandene kratzende Untergeräusch. Alle Mittel, welche ein entsprechend steiles Abfallen der Stromkurve zur Folge haben, also auch geringe Dämpfung des Stoßkreises, sind daher für die drahtlose Telephonie mittels dieser Anordnung besonders erwünscht.

1) Siehe G. Eichhorn, Jahrb. 4, 132/133, 1910, Fig. 3 u. 4.

(Eingesandt 7. November 1910.)

Ein direkt zeigender Wellenmesser.

Von **Richard Hirsch**, Berlin.

Die gebräuchlichen Wellenmesser beruhen auf dem Resonanzprinzip. Bei ihnen wird die Größe der Kapazität oder Selbstinduktion eines Schwingungskreises so lange geändert, bis ein in dem Kreis eingeschalteter Indikator ein Maximum des Stromes oder der Spannung anzeigt. Da für jede Einstellung des Meßkreises die Wellenlänge bekannt ist, so ist nach Feststellung der Resonanz auch die Wellenlänge des Primärkreises bestimmt. Die Feststellung der Wellenlänge erfolgt somit in jedem einzelnen Fall durch das Aufsuchen der Resonanzlage.

Nachfolgend wird ein Wellenmesser beschrieben, welcher ebenfalls auf dem Resonanzprinzip beruht, bei welchem aber ein manuelles Auf-

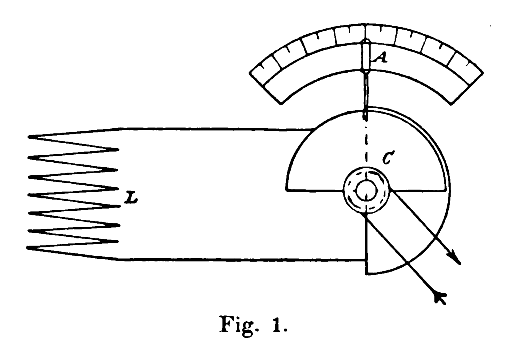


Fig. 1.

suchen der Resonanzlage nicht nötig ist, sondern bei dem die Ablesung direkt erfolgt, wie es in ähnlicher Weise bei anderen technischen Meßinstrumenten, z. B. Voltmetern, der Fall ist.

Die Fig. 1 zeigt eine schematische Darstellung des Wellenmessers. C ist ein regulierbarer Kondensator, L eine Selbstinduktion, welche ebenfalls regulierbar sein kann, und A eine Leuchtröhre als Spannungsindikator, welche zweckmäßigerweise parallel zur Selbstinduktion oder zur Kapazität liegt. Eine von den die Frequenz des Schwingungskreises bestimmenden Größen, z. B. der Kondensator, wird von einem Uhrwerk oder einem kleinen Elektromotor in rasche Umdrehungen versetzt, so daß sie periodisch den Bereich zwischen ihrem kleinsten und ihrem größten Wert durchläuft. Infolgedessen wird bei jeder Umdrehung die Resonanzlage passiert und der Spannungsindikator wird jedesmal ansprechen. Da dieses immer an der gleichen Stelle vor sich

geht, so wird die Resonanzlage durch einen dünnen leuchtenden Strich dauernd markiert. Rotiert die Leuchtröhre über einer in Wellenlängen geeichte Skala, so kann man die Wellenlänge bzw. Frequenz direkt ablesen.

Der Vorteil dieses Verfahrens besteht nicht nur in der unmittelbar vorzunehmenden Ablesung der Wellenlänge, sondern auch darin, daß diese Ablesung genauer ist als bei den sonst üblichen Methoden. Die Erregung von Kreisen, deren Wellenlängen bestimmt werden sollen, ist immer gewissen Schwankungen unterworfen und die Einstellung auf Resonanz etwas Subjektives. Verschiedene Beobachter finden auch meistens verschiedene Resonanzlagen. Beim Betrieb des direkt zeigenden Wellenmessers ist diese Fehlerquelle vermieden; es findet gewissermaßen automatisch eine Ablesung des Durchschnittes einer sehr großen Zahl von Einstellungen statt. Etwa vorhandene Schwankungen in der Intensität der Erregung haben keinen Einfluß auf die Resonanzlage, sondern nur auf die Helligkeit des leuchtenden Streifens; etwa vorhandene Schwankungen der Wellenlänge äußern sich in einer Verbreiterung des Streifens. Da ohne weiteres die Streifenmitte abgelesen werden kann, so erhält man das arithmetische Mittel aus einer sehr großen Zahl von Einzeleinstellungen, mithin eine höhere Zuverlässigkeit der Ablesung.

Der Wellenmesser wird in zwei Ausführungsformen gebaut[1]). Die eine Bauart behält die bei den bisherigen Wellenmessern übliche Vertikalanordnung der Drehkondensatorachse bei; diese Wellenmessertype kann transportiert werden und dient hauptsächlich zu Laboratoriumsmessungen. Die andere Bauart sieht eine horizontale Achse vor; der Wellenmesser wird fest an der Wand installiert. Die Ausschläge werden an einer vertikal gestellten Skala abgelesen, wie bei allen anderen technischen Meßinstrumenten, von denen er sich übrigens, was die äußeren Abmessungen anbetrifft, nur wenig unterscheidet.

Fig. 2 zeigt einen derartigen auf der Schalttafel befestigten Frequenzmesser. Der schmale weithin sichtbare Lichtzeiger ist auf der Photographie deutlich zu erkennen.

Der Wellenmesser als fest montiertes und ständig eingeschaltetes Meß- und Kontrollinstrument dürfte bei allen Stationen, die als Hochfrequenzerzeuger einen Lichtbogen verwenden, von Vorteil sein. Bei diesen Stationen genügt es nicht, die Wellenlänge durch Festlegung

1) Hergestellt wird der Wellenmesser von der Dr. Erich F. Huth G. m. b. H., Berlin SO.



der Selbstinduktionen und Kapazitäten der Schwingungskreise zu fixieren, was nur bei Funkenstationen zulässig ist. Es bedarf noch der Einregulierung der Lichtbogenlänge. Diese kann die Schwingungszahl um Beträge ändern, die ein fortwährendes Nachstimmen auf der Empfangsstation erforderlich macht. Natürlich zeigt auch ein normaler Wellenmesser mit Hitzdrahtinstrumenten derartige Schwankungen an. Er zeigt aber nicht an, ob die Schwankungen durch Änderungen der Wellenlänge oder der Intensität verursacht wurden, ob die Wellen

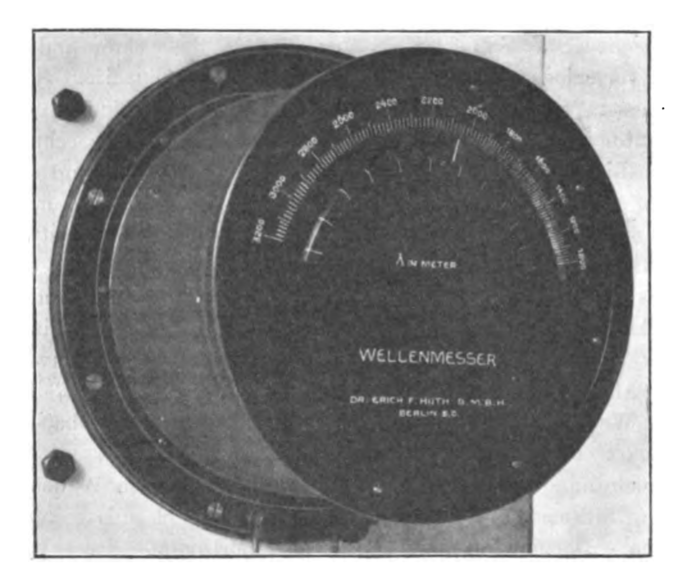


Fig. 2.

größer oder kleiner geworden und ob die Größe der Änderung den zulässigen Betrag überschritten hat. An einem direkt zeigenden Wellenmesser kann aber beides sofort abgelesen werden.

Bei Lichtbogenstationen, die, wie es jetzt meistens der Fall ist, mit zwei oder mehreren Wellenlängen arbeiten, ist eine ständige Messung der jeweiligen Wellenlänge besonders erwünscht. Das gleiche gilt für Telephoniestationen, bei denen die Deutlichkeit und die Lautstärke der Sprachübertragung wesentlich von der Konstanz der Wellenlänge abhängt.

Durch einfaches Abschalten des Kondensators läßt sich der Wellenmesser in einen sogenannten Schwingungskontroller verwandeln. Er

kontrolliert dann nicht mehr die Konstanz der Wellenlänge, sondern die der Intensität der Schwingungen und deren Reinheit. Diese Art Instrumente sind bekanntlich schon lange als unentbehrliche Kontrollinstrumente in Poulsenstationen in Gebrauch.

Der Meßbereich liegt in den bisherigen Ausführungen zwischen 500—4000 m; er wird durch Abschalten von Kondensatorplatten oder Selbstinduktionen in zwei oder mehrere Stufen unterteilt. Der Energieverbrauch ist, da eine Heliumröhre verwendet wird, welche überdies nur Bruchteile von Sekunden beim Passieren der Resonanzlage eingeschaltet ist, geringer als der von Wellenmessern mit Hitzdrahtinstrumenten.

(Eingesandt 20. September 1910.)

Über den Wirkungsgrad der Löschfunkenmethoden zur Erzeugung elektrischer Schwingungen.[1]

Von **W. H. Eccles** und **A. J. Makower.**

In einer kürzlichen Mitteilung an die Institution of Elektrical Engineers haben wir einige Messungen veröffentlicht über den Wirkungsgrad der Übertragung elektrischer Schwingungsenergie aus dem Kreis mit der Entladestrecke auf einen Kreis (Luftdrahtkreis), der die Luftdrähte in einer Station für drahtlose Telegraphie repräsentierte. Die angewandte Methode bestand in der kalorimetrischen Messung der Energie, welche der Entladestrecke zugeführt wird, der daselbst als Wärme vergeudeten Energie und der Energie, die auf den Luftdrahtkreis überging; die Methode ist eine direkte und bedingt keine besondere Annahmen. Unser Hauptresultat bestand darin, daß der Wirkungsgrad, gerechnet von den Polen der Entladestrecke, in unseren besten Anordnungen weniger als 50 % betrug. Dieser Prozentsatz ist viel geringer als er von den Firmen, welche diese Löschfunkenapparate fabrizieren, für ihre Anordnungen in Anspruch genommen wird. Die Telefunken-Gesellschaft will in ihrer normalen Anlage 75 % erreichen, das Lepel-Syndikat über 60 %. Unsere Apparatur war weder dem einen noch dem anderen Systeme genau entsprechend, sondern repräsentierte eine Art Mittelding zwischen beiden. Trotzdem kamen wir zu

---

1) Nach Electrician **30**, Sept. 1910.

der Ansicht, daß diese Unterschiede in differenten Messungsmethoden ihren Ursprung haben müßten, und wir nahmen gerne ein Angebot der Telefunken-Gesellschaft an, ihre Untersuchungen in ihrem Berliner Laboratorium zu studieren. Ihre Methode ist eine indirekte und beruht auf der wohlbekannten Methode zur Bestimmung des logarithmischen Dekrements von Schwingungskreisen. Um den Wirkungsgrad zu schätzen, wird die Zufuhr von Energie zur Entladestrecke direkt durch ein Wattmeter gemessen, und der Strom in dem Luftdrahtkreis wird an einem Hitzdrahtstrommesser abgelessen; auf diese Weise wird die im Luftdrahtkreis entwickelte Energie bekannt, sobald der Hochfrequenzwiderstand dieses Kreises bestimmt ist. Das letztere geschieht nach einer Dämpfungsfaktormethode in folgender Weise: Ein Resonanzkreis, enthaltend eine Selbstinduktion, einen variablen Kondensator und einen Hitzdrahtstrommesser von kleinem Widerstand, wird lose mit dem zu untersuchenden Luftdrahtkreis gekoppelt und in bekannter Weise durch die maximalen Angaben des Hitzdrahtinstrumentes auf Resonanz eingestellt. Dann verstimmt man den Resonanzkreis durch Veränderung der Kondensatoreinstellung bis die auf ihn übertragene Energie halb so groß als vorher geworden ist; es wird dies natürlich durch zwei Kapazitätswerte des Kondensators erreicht, einem oberhalb und einem unterhalb der Resonanzkapazität C_r; wir nennen sie C_1 und C_2. Die Näherungsformel von Bjerknes für den in einem Resonator induzierten Strom liefert für die beschriebene Methode die Formel:

$$\delta_1 + \delta_2 = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{C_1 - C_2}{C_r} \tag{1}$$

wo δ_1 das logarithmische Dekrement des Luftkreises bedeutet und δ_2 das des Resonators, beide Dekremente gerechnet für die ganze Periode T der Luftdrahtschwingung. Das Dekrement des Resonators kann berechnet werden nach der Formel $\delta_2 = \frac{R_2 T}{2 L_2}$ won R_2 und L_2 Widerstand und Selbstinduktion mit bekannten Werten bedeuten. Wir erhalten so das Dekrement des Luftdrahtkreises durch die Formel:

$$\delta_1 = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{C_1 - C_2}{C_r} - \frac{R_2 T}{2 L_2} \tag{2}$$

Der Widerstand dieses Kreises ist gegeben durch $R_1 = \frac{2 L_1 \delta_1}{T}$ und der Energieverbrauch in demselben ist $C^2 R_1$, wo C den durch das Hitzdrahtinstrument im Kreis angezeigten Strom bedeutet.

Gegen diese Methode kann man offenbar einwenden, daß sie basiert ist auf einer Theorie des Resonators, die eingestandenermaßen nicht exakt ist für so große Kapazitätsänderungen, wie sie bei Anwendung dieser Methode geschehen. Der Grenzbereich der Bjerknes-Formel ist wohl bekannt und mathematisch diskutiert worden; diese Diskussion könnte weiter zu einer Prüfung der theoretischen Grenzen der vorstehenden Methode und zur Ableitung von Korrektionsformeln geführt werden. Wir entschlossen uns jedoch die Methode experimentell anstatt theoretisch zu prüfen. Demgemäß wurde sie angewandt den effektiven Widerstand eines Luftdrahtkreises zu messen, in den nacheinander bekannte differente Widerstände eingeschaltet wurden. Ferner wurde jeder Widerstand mit vier verschiedenen Resonatoren von sehr

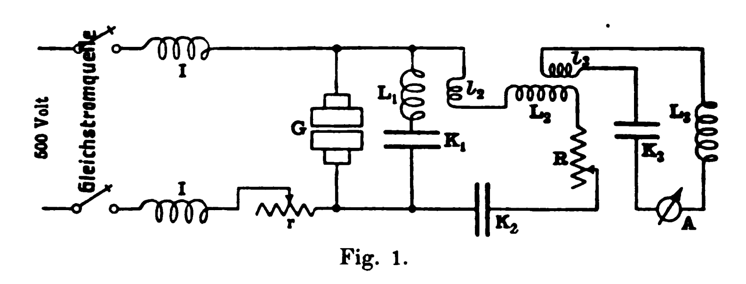


Fig. 1.

verschiedenen elektrischen Abmessungen gemessen. Im Löschfunkenkreis blieben alle sonstigen Umstände natürlich bei allen Messungen ungeändert.

Das Diagramm der benutzten Kreise ist in Fig. 1 wiedergegeben.

Die Entladestrecke G, gebildet aus zwei Kupferplatten, die durch Wasser gekühlt und durch einen Papierring getrennt sind, ist über einen Regulierwiderstand r und eine Drosselspule I an eine 500 Volt Gleichstromquelle angeschlossen. Die Entladestrecke G, die große Kapazität K_1 und die kleine Selbstinduktion L_1 bilden den primären Schwingungskreis. Der Luftdraht ist repräsentiert durch die Kapazität K_2, die Induktionsspule l_2 und L_2, und den Widerstand R. Der benutzte Resonator bestand aus der variablen Kapazität K_3, den Selbstinduktionen l_3 und L_3, und einem kurzperiodigen Hitzdrahtinstrument A.

Die elektrischen Dimensionen der Apparate waren folgende: $K_1 = 300000$ cm, $K_2 = 1680$ cm; L_1, L_2 und l_2 wurden so gewählt, um die Schwingungsdauer auf $4{,}66 \cdot 10^{-6}$ Sek. (Wellenlänge 1400 m) in jedem Zweig zu halten bei allen Änderungen des Widerstandes R. Dieser Widerstand bestand aus einem Rahmen mit feinen Kupferdrähten,

und seine bei den Versuchen benutzten Werte variierten von 5 bis 120 Ohm. Im Resonator variierte K_3 von 340—5200 cm, L_3 von etwa 1430000 cm bis 72000 cm, und l_3 als bewegliche Spule hatte den festen Wert von 22600 cm Selbstinduktion.

Versuche wurden bei acht verschiedenen Werten von R gemacht. Bei jedem dieser Werte, nach der notwendigen Wiederabstimmung des Luftdrahtzweiges mit Hilfe von L_2, wurde die vorstehend beschriebene Methode angewandt, den Widerstand zu bestimmen. Bei großem R mußte die Koppelung zwischen dem Resonator und dem Luftdraht fester sein als bei kleinem Werte von R, aber der Koppelungskoeffizient betrug niemals mehr als 0,06. Jede dieser Bestimmungen wurde nacheinander mit vier verschieden dimensionierten Resonatoren ausgeführt. Eine vergleichende Zusammenstellung dieser indirekten Bestimmungen mit den bekannten Werten der verschiedenen Widerstände ist weiter unten gegeben. Tabelle 1 liefert Einzeldaten für die Berechnung des Dekrements des Resonators in seinen vier verschiedenen Dispositionen (a), (b), (c), (d), welche als Korrektionen in der nächsten Tabelle benötigt werden.

Tabelle 1.
Dekrement des Resonators.

	Kapazität K_3 cm	Selbstinduktion $(L_3 + l_3)$ cm	Widerstand [1]) R_3 Ohm	$\delta_2 = \dfrac{R_3\, T}{2(L_3 + l)}$
(a)	340	$14{\cdot}53 \cdot 10^5$	5·7	$9{\cdot}1 \cdot 10^{-3}$
(b)	540	9·08	5·1	13·1
(c)	1150	4·50	4·6	23·8
(d)	5200	0·95	4·1	101·0

Tabelle 2.

$$\delta_1 + \delta_2 \text{ aus } \frac{\pi}{2} \cdot \frac{C_1 - C_2}{C_r}$$

Wirklicher Widerstand R	(a)	(b)	(c)	(d)
4·7	0·116	0·105	0·180	0·306
7·1	0·102	0·152	0·181	0·310
12·7	0·149	0·222	0·220	0·410
21·3	0·269	0·245	0·310	0·400
35·0	0·359	0·326	0·335	0·503
55·0	0·468	0·432	0·503	0·575
87·0	0·620	0·557	0·540	0·640
123·0	0·663	0·712	0·702	0·810

1) Einschließlich Widerstand des Hitzdrahtinstruments.

Tabelle 2 zeigt die praktischen Meßresultate und gibt die Summe der Dekremente von Luftdraht und Resonator, berechnet aus Formel (1) für die vier Dispositionen des Resonators.

Diese beiden Tabellen führen dann zu Tabelle 3, welche die berechneten effektiven Widerstände des Luftdrahtkreises zeigen.

Tabelle 3.

Berechnete Werte von *R*.

Wirklicher Widerstand	(*a*)	(*b*)	(*c*)	(*d*)
4·7	13·5	11·6	19·6	26·1
7·1	11·8	17·6	19·9	26·6
12·7	17·7	26·4	24·8	39·1
21·3	32·8	29·3	36·1	37·9
35·0	44·1	39·4	39·2	50·8
55·0	57·4	52·4	59·9	59·4
87·0	76·0	67·7	64·2	67·2
123·0	80·7	86·2	83·7	87·6

Endlich zeigt Tabelle 4 das Verhältnis der berechneten Widerstände (Tabelle 3) zu den wirklichen Widerständen.

Tabelle 4.

Verhältnis des berechneten zum wirklichen Widerstand.

Wirklicher Widerstand *R*	(*a*)	(*b*)	(*c*)	(*d*)
4·7	2·87	2·47	4·17	6·05
7·1	1·66	2·48	2·81	3·75
12·7	1·40	2·08	1·95	3·08
21·3	1·54	1·38	1·70	1·78
35·0	1·26	1·126	1·12	1·45
55·0	1·04	0·954	1·09	1·08
87·0	0·875	0·778	0·738	0·773
123·0	0·656	0·701	0·680	0·712

Die Resultate der Versuche kann man auf zwei Hauptarten betrachten. Zunächst, wenn man die Zahlen einer Kolonne der Tabelle 4 zusammen mit den wirklichen Widerständen als Abszissen graphisch aufzeichnet, kann man die vorher beschriebene Methode, angewandt mit einem Resonator von festen elektrischen Dimensionen, prüfen. Zum Beispiel sind in Fig. 2 die Zahlen, erhalten mit dem Resonator (*d*), aufgezeichnet.

Wenn die Methode anwendbar wäre, so müßte man eine horizontale gerade Linie (gestrichelt gezeichnet) erhalten. Statt dessen erblickt man eine absteigende Kurve, die bei den kleinen Widerständen große Abweichungen zeigt. — Zweitens können wir nach der Brauchbarkeit der Methode fragen, wenn ein gewisser Luftkreiswiderstand vermittels verschiedener Resonatoren gemessen wird, was in Fig. 3 graphisch veranschaulicht ist. Jede Kurve entspricht einer horizontalen Reihe der Tabelle 4, wobei als Abszissen die Induktanzen der wechselnden

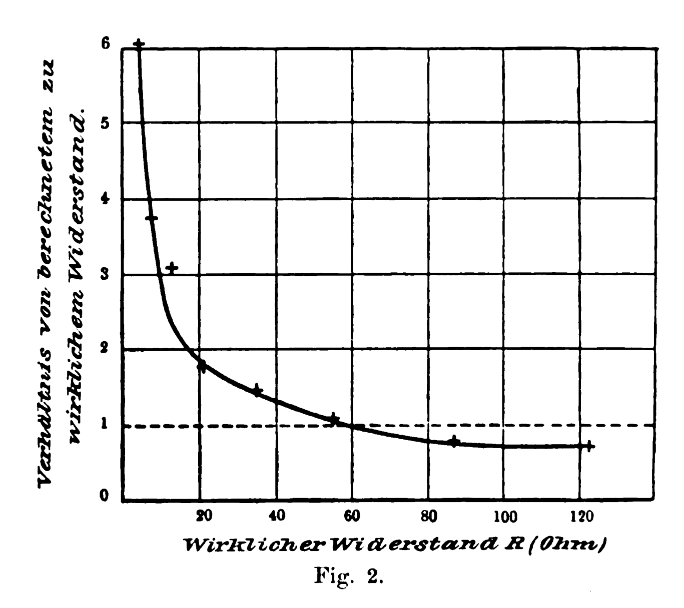


Fig. 2.

Resonatoren genommen sind. Die Abweichungen von der korrekten horizontalen Geraden (gestrichelt gezeichnet) sind sehr groß, besonders wenn der Luftkreiswiderstand klein ist. Es ist ersichtlich, daß der geschätzte Widerstand des Schwingungskreises um mehr als 100 % variieren kann, wenn er durch differente Resonatoren gemessen wird und mehr als 6 mal den wirklichen Luftkreiswiderstand betragen kann. Die Ursache der ersteren Fehlerart liegt wahrscheinlich in der Tatsache, daß die Formeln von Bjerknes nicht streng anwendbar sind für die beschriebene Methode der Dekrementmessung. Die zweite Fehlerart hat wahrscheinlich ihren Ursprung in der Entladestrecke. Es ist zu erwarten, daß die physikalischen Bedingungen der Entladungen sich ändern werden, wenn der Widerstand des Luftdrahtkreises ver-

schiedene Werte annimmt. Die gegenwärtigen Versuche zeigen an, daß die proportionale Vergeudung in der Entladestrecke zunimmt mit abnehmendem Widerstand des Luftdrahtkreises. In anderen Worten, die Reaktion der Luftkreisströme auf die Entladung ist so, als wenn sie einen fingierten Anteil zu dem geschätzten Widerstand des Luftdrahtkreises hinzufügte.

Es ist klar, daß, wenn der Wirkungsgrad der ganzen Anlage gemessen wird, mit dieser fraglichen Dekrementsmethode — der ge-

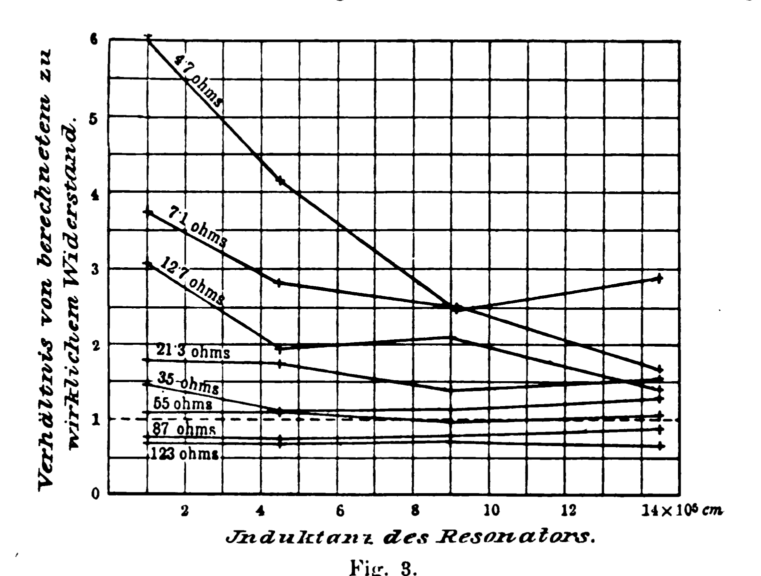


Fig. 3.

schätzte Widerstand ist multipliziert mit dem Quadrat der Ampere im Luftdrahtkreis um die demselben gelieferte Energie zu erhalten — ein Resultat erhalten wird, welches viel zu groß sein kann, wenn der Widerstand im Luftdrahtkreis klein ist. In dem besonderen Falle bei unserer eigenen Apparatur würde der Wirkungsgrad wahrscheinlich ziemlich korrekt ausfallen, wenn der Luftkreiswiderstand ungefähr 60 Ohm wäre; er würde aber zu groß sein mit kleineren und zu klein mit größeren Widerstandswerten des Kreises. In dem extremen Falle gemäß Fig. 2 würde, da der geschätzte Widerstand 6 mal größer ist als sein wirklicher Wert, der geschätzte Wirkungsgrad 6 mal zu groß werden. (Aus dem Englischen übersetzt von G. Eichhorn.)

(Eingesandt 23. November 1910.)

Über die Abhängigkeit der Dämpfung in Kondensatorkreisen mit Funkenstrecke von der Gestalt und dem Material der Elektroden sowie von dem Dielektrikum in der Funkenstrecke.[1])

Von **Walter F. Zorn.**[2])

A. Einleitung.

Die Dämpfung in geschlossenen Kondensatorkreisen wie sie z. B. in der Wellentelegraphie benutzt werden, ist in beträchtlichem Maße durch den Energieverlust in der erregenden Funkenstrecke bedingt. Es hat daher nicht nur theoretisches Interesse, sondern auch praktische Bedeutung, den Einfluß der Funkenstrecke auf die Dämpfung unter den verschiedensten Bedingungen zu untersuchen, wie sie durch Änderung der Gestalt der Elektroden und ihrer metallischen Umgebung, der Art des die Funkenstrecke erfüllenden Dielektrikums und des Materials der Elektroden gegeben sind.

Untersuchungsmethode und Apparate.

Das logarithmische Dekrement der elektrischen Schwingungen in dem Schwingungskreise, der die zu untersuchende Funkenstrecke enthält (kurz Dämpfung des Primärkreises genannt), wurde nach der von Prof. Drude[3]) angegebenen Methode[4]) bestimmt.

Als Primärkreise wurden zwei Kreise benutzt, P_1 mit 34,6 m

---

1) Gekürztes Selbstreferat nach der Dissertation des Verfassers.
Die Redaktion.

2) Vorliegende Arbeit ist das Ergebnis von Untersuchungen über die Dämpfung elektrischer Schwingungen, die ich im Physikalischen Institut der Universität Berlin auf Anregung von Herrn Prof. Dr. P. Drude † begonnen und unter der Leitung von Herrn Prof. Dr. H. Rubens zu Ende geführt habe.

3) P. Drude, Ann. d Phys. 15, 709, 1904.

4) Es ist bekanntlich die Methode von Bjerknes. Drude hat eine Entwicklung der Bjerknesschen Gleichung der Resonanzkurve in der Nähe des Scheitelpunktes gegeben, sich aber nachher selbst von der praktischen Unbrauchbarkeit dieser Entwicklung überzeugt.
Die Redaktion.

Wellenlänge, P_2 mit 60 m Wellenlänge. Die Dämpfungskurven 94 bis 293 wurden mit dem Kreise P_{1a} aufgenommen. Seine Kapazität betrug $C = 2{,}17$ m und bestand aus zwei Zinkplatten $19 \cdot 26$ qcm, die in einem Abstande von 4 mm in Petroleum durch 9 Hartgummischeiben auseinandergehalten wurden. Die Selbstinduktion betrug $L = 14$ m und bestand aus 4 mm dickem Kupferdraht, der zu einem Kreise von 23 cm Radius gebogen, durch Funkenstrecke und Kapazität in zwei gleiche Teile zerfiel. Es war also $\sqrt{\frac{C}{L}} = 0{,}39$. Ist nun γ_1 die Dämpfung im Primärkreise, so berechnet sich der effektive Widerstand des Primärkreises zu $w_1 = 24{,}3\,\gamma_1$ Ohm. Der effektive Widerstand der Drahtleitung betrug etwa 0,07 Ohm und die hierdurch verursachte Dämpfung entsprechend etwa 0,003, ist also klein gegenüber der Gesamtdämpfung im Primärkreis, die im günstigsten Falle 0,03 betrug.

Bei den Messungen 294 bis 399 bestand die Kapazität aus 4 Zinkplatten obiger Größe im Abstande von 12 mm. Die entstandenen 3 Teilkondensatoren waren parallel geschaltet, ihre Kapazität betrug also wieder 2,17 m.

Die Kapazität im Kreise P_2 mit 60 m Wellenlänge betrug $C = 5{,}1$ m. Sie bestand aus zwei konaxialen Zinkzylindern. Der innere geschlossene und höhere stand auf dem Boden eines mit Petroleum gefüllten Glaszylinders, der äußere oben und unten offene wurde von den Wänden dieses Glaszylinders getragen. Zwischen den Belegungen dieses Kondensators befand sich also kein festes Dielektrikum, das zu Verlusten durch dielektrische Hysteresis oder Gleitbüschelentladung Anlaß hätte geben können. Die Selbstinduktion betrug $L = 18$ m, daher war $\sqrt{\frac{C}{L}} = 0{,}53$. Es ist dementsprechend $w_1 = 18\,\gamma_1$ Ohm. Die Gestalt des Schließungskreises wechselte je nach der Form der Funkenstrecke. Die durch den effektiven Widerstand dieser Schließungskreise hervorgerufene Dämpfung war auch hier klein gegen die Gesamtdämpfung des Primärkreises.

Die Form der Funkenstrecke war je nach den einzelnen Versuchsbedingungen verschieden. Sie ist bei den einzelnen Messungen beschrieben. Gemeinsam war allen, daß die Funkenstrecke horizontal lag und in einem rotierenden Spiegel auf Partialentladungen untersucht wurde. Außerdem war das Auftreten von Partialentladungen an dem Ton des Funkenüberganges erkennbar.

Zur Speisung der Kondensatorkreise wurde ein kleineres Induk-

torium von M. Levy, dessen Sekundärspule für größere Stromstärken gebaut war, mit 8 bis 12 Volt Akkumulatorspannung, sowie ein 30 cm und ein 50 cm A.E.G.-Induktorium mit 30 bis 120 Volt Akkumulatorspannung benutzt. Als Unterbrecher diente ein A.E.G.-Turbinenunterbrecher mit Kugellager und Schwungscheibe, der recht gleichmäßig arbeitete. Es konnten zwei Unterbrecherringe mit 8 und 4 Zähnen eingesetzt werden, so daß die Unterbrechungszahl zwischen 50 bis 240 pro Sekunde verändert werden konnte.

In vielen Fällen war es zweckmäßig, die Sekundärspule des Induktoriums nicht metallisch mit der Funkenstrecke zu verbinden, sondern in die Speiseleitung Funkenstrecken (Vorfunken) oder Wasserwiderstände einzuschalten.

Als Sekundärkreis wurde ein Schwingungskreis von der Form verwandt, wie er von Prof. Drude[1]) zuerst für Dämpfungs- und Periodenmessungen benutzt wurde. Der zu den Messungen verwendete Kreis trug an den Enden der Messingröhrchen geschlitzte konische Gewinde, die durch eine Mutter fest auf den verschiebbaren Draht gepreßt werden konnten; dadurch wurde der Übergangswiderstand gegenüber der ursprünglichen Form bedeutend verkleinert und vor allem konstanter gemacht.

Als Galvanometer wurde ein Drehspulinstrument nach Rowland benutzt mit 1000 Ohm Widerstand und $1 \cdot 10^{-5}$ Volt-Empfindlichkeit.

Zur Bestimmung der Dämpfung γ_2 des Sekundärkreises wurde Kapazität und Selbstinduktion nach den bekannten Formeln berechnet, ebenso der effektive Widerstand der Sekundärleitung für die betreffende Schwingungszahl. Zu diesem Widerstande wurde noch der des Thermokreuzes hinzugefügt, der in der Brückenanordnung gemessen wurde. Aus diesen Größen wurde in bekannter Weise γ_2 berechnet. Da es sich nicht um die absolute Bestimmung von γ_1 bei diesen Messungen handelt, sondern nur um Unterschiede in der Dämpfung bei gleichem Sekundärkreise, d. h. gleicher Sekundärdämpfung, so ergibt diese Berechnung von γ_2 genügend genaue Werte.

Meßmethode und Fehlerquellen.

Für die Bestimmung der Dämpfung γ_1 eines Kondensatorkreises mit Hilfe eines induktiv gekoppelten rechteckigen Meßkreises mit veränderlicher Selbstinduktion und der Dämpfung γ_2 hat Prof. Drude[2]) folgende Formel abgeleitet:

1) P. Drude, Ann. d. Phys. **9**, 611, 1902; **15**, 709, 1904.
2) P. Drude, Ann. d. Phys. **15**, 709, 1904.

$$\gamma_1 + \gamma_2 = \pi \cdot \frac{a_1 - a_2}{a_1 + a_2} \cdot \sqrt{\frac{s}{s_m - s}}, \quad \text{wo} \quad s = \frac{s_1 + s_2}{2} \quad \text{ist.}$$

a bedeutet die Seitenlänge des Meßkreises proportional der Selbstinduktion, und zwar ist, wenn a_m die Länge bei Resonanz beider Kreise ist, $a_1 > a_m > a_2$; s_1, s_2 usw. sind dann die diesen Stellungen entsprechenden Ausschläge im Galvanometer, die proportional dem Strom effekt im Meßkreise sind.

Die folgenden Messungen sind bei Wellenlängen von etwa 35 und 60 m aufgenommen. Es ist also nach den Versuchen von D. Roschansky[1]) wohl anzunehmen, daß bei diesen Messungen die Voraussetzung der Theorie, die zeitliche Konstanz des Widerstandes in ausreichendem Maße erfüllt ist.

Da der Funkenübergang nur unter besonderen, nicht immer in der wünschenswerten Weise erfüllbaren Bedingungen für längere Zeit regelmäßig war, im allgemeinen dagegen Intensitätsschwankungen unvermeidlich waren, so erhielt man genauere Werte von $\gamma_1 + \gamma_2$, wenn von der Aufnahme einer vollständigen Resonanzkurve abgesehen wurde und nur die Intensität an drei Punkten der Kurve bestimmt wurde, nämlich der Maximalausschlag s_m und die Intensitäten s_1 und s_2 für zwei Einstellungen des Sekundärkreises, die rechts und links symmetrisch zur Resonanzstellung lagen und so ausgewählt waren, daß $s_1 + s_2 = s_m$ war. Die Form der Resonanzkurven, die durch Aufnahme der ganzen Kurve kontrolliert wurde, war normal, wie aus den in den Tafeln angeführten Beispielen hervorgeht. Die Unterschiede der gemessenen und berechneten Kurve sind unbedeutend.

Nach Prof. Drude[2]) ist

$$w_2 \cdot I_m = \frac{\pi^2}{2} \cdot F^2 C_1 \cdot k^2 \frac{1}{\gamma_1 \cdot (\gamma_1 + \gamma_2)},$$

wobei w_2 Widerstand des Sekundärkreises, I_m Stromeffekt im Sekundärkreis bei Resonanz, C_1 Kapazität des Primärkreises, k^2 magnetische Koppelung beider Kreise und F das Funkenpotential der Funkenstrecke, d. h. die Anfangspotentialdifferenz bedeutet, mit der die Schwingung einsetzt. Da der Resonanzausschlag des Galvanometers s_m proportional I_m ist, so wird $F^2 = B s_m \cdot \gamma_1 (\gamma_1 + \gamma_2)$, wobei B eine Konstante ist, die von dem Widerstand des Sekundärkreises, der Kapazität des Primärkreises, der Koppelung und dem Proportionalitätsfaktor von s_m und I_m

1) D. Roschansky, Phys. Ztschr. 9, 627, 1908.

2) P. Drude, Ann. d. Phys. 15, 709, 1904.

abhängt. Solange diese Größen konstant sind, gibt der Ausdruck $F' = \sqrt{s_m \cdot \gamma_1 \cdot (\gamma_1 + \gamma_2)}$ ein Maß für die Größe des Funkenpotentials. In den Tabellen ist diese Größe berechnet und in den Tafeln angegeben. Aus den Messungen bei verschiedenen Drucken bei gleicher Funkenlänge (S. 278 Tafel u. Tabelle C_4) ergibt sich, daß für diesen Fall eine Proportionalität zwischen F' und dem Funkenpotential besteht. Aus Vergleichsmessungen mit einem Braunschen Elektrometer sowie mit Parallelfunkenstrecken geht hervor, daß bei kleinen Funkenlängen bis bis etwa 5 mm die Größe F' sehr wohl als Maß für das Funkenpotential gelten kann und für die Bestimmung kleiner Unterschiede des Funkenpotentials die genauesten Werte liefert. Bei größeren Funkenlängen scheint bei sehr großer Dämpfung diese Proportionalität nicht mehr in dem gleichen Maße zu bestehen. Beschränkt man sich aber darauf, bei der gleichen Funkenlänge nur die Unterschiede von F' in Betracht zu ziehen, wie es in dieser Arbeit geschehen ist, so kann man wohl mit genügender Genauigkeit diese Unterschiede proportional setzen den Unterschieden des Funkenpotentials.

Die Unabhängigkeit der Dämpfung von der Koppelung wurde durch das schon von P. Drude angegebene Kriterium für eine einwandfreie Dämpfungsmessung nachgewiesen, daß nämlich bei Verkleinerung des Koppelungskoeffizienten die gemessene Größe $\gamma_1 + \gamma_2$ ungeändert bleibt. Dieser Forderung genügt man bei Dämpfungsmessungen nach der Drudeschen Methode in den meisten Fällen ohne weiteres, da zu feste Koppelungen durch die Form des Sekundärkreises für die gebräuchlichen Primärkreise ausgeschlossen sind. Die Wienschen Untersuchungen lassen es aber doch wünschenswert erscheinen, die Koppelung wenigstens der Größenordnung nach zu kennen. Es wurde daher die Größenordnung der benutzten Koppelungen nach zwei voneinander unabhängigen Methoden bestimmt.

Koppelungsbestimmungen.

Zur Bestimmung des Koppelungskoeffizienten gibt es zwei direkte Methoden[1]). Die eine beruht darauf, daß in den beiden gekoppelten Systemen, die die Eigenschwingung ν_0 haben mögen, zwei Schwingungen auftreten, deren Frequenzen ν'' und ν' sind; ist die Koppelung zwischen den beiden Kreisen lose genug, so gilt die Beziehung

$$k = \frac{\nu'' - \nu'}{\nu_0}, \qquad \text{wobei} \qquad \nu'' + \nu' = 2\,\nu_0 \quad \text{ist.}$$

1) J. Zenneck, Leitfaden der drahtlosen Telegraphie.

Man könnte also die Koppelung zwischen dem Meßkreise und dem Primärkreise dadurch bestimmen, daß man mit dem Meß- resp. Primärkreise einen zweiten Drudeschen Meßkreis sehr lose koppelt und durch Einstellen dieses Kreises auf Resonanz für die beiden Wellen im Primär- und ersten Meßkreis die Schwingungszahl dieser beiden Koppelungswellen bestimmt und dadurch die Größe der Koppelung. Allein eine Berechnung der zu erwartenden Unterschiede in der Einstellung des zweiten Meßkreises zeigt, daß diese Methode nur für sehr starke Koppelungen anwendbar ist, wie sie bei diesen Messungen nicht benutzt wurden. Denn schon bei einer für diese Messungen sehr starken Koppelung $k = 10^{-2}$ würden, wenn der Schwingung ν_0 eine Resonanzlage von 100 cm entspricht, die Resonanzpunkte für die Wellen ν'' und ν' kaum 2 mm auseinanderliegen. Für $k = 10^{-3}$ nur 0,2 mm, so daß es auf diesem Wege nicht möglich wäre, die Differenz $\nu'' - \nu'$ und damit den Koppelungskoeffizienten zu bestimmen.

Die zweite Methode geht von der Beziehung $k^2 = \frac{L^2_{12}}{L_{11} \cdot L_{22}}$ aus, wo L_{11} und L_{22} die wirksamen Selbstinduktionen, L_{12} die gegenseitige Induktion der beiden Kreise ist. L_{11} und L_{22} sind nun leicht aus den geometrischen Verhältnissen zu berechnen, nicht aber L_{12} für den Drudeschen Meßkreis. Es wurde daher versucht, diese gegenseitige Induktion auf eine andere berechenbare zurückzuführen. Dies geschah in folgender Weise:

Man kann annehmen, daß zwei Sekundärkreise mit gleichem Widerstande, gleicher Selbstinduktion und Kapazität dann mit einem Primärkreise gleich gekoppelt sind, wenn der in ihnen fließende Wechselstrom denselben Integraleffekt hervorbringt. Wählt man nun den einen Sekundärkreis so, daß man seine Koppelung berechnen kann und bringt den anderen in eine solche Lage zum Primärkreis, daß in ihm ein gleich starker Strom wie im ersten fließt, so wird auch seine Koppelung gleich der des ersten sein. Die Schwierigkeit, einen zweiten Sekundärkreis mit genau derselben Selbstinduktion, Kapazität und Widerstand wie im Meßkreise herzustellen, kann man dadurch umgehen, daß man an dem Meßkreise noch einen Zusatzkreis in Kreisform anbringt, dessen Ebene aber senkrecht zur Ebene der Rechtecksleitung liegt. Da bei den Messungen die Kraftlinien des Primärkreises die Ebene der Rechtecksleitung senkrecht durchsetzen, so wird der hinzugefügte Kreis, da seine Ebene ja parallel zu den Kraftlinien liegt, keinen merklichen Einfluß auf die gegenseitige Induktion des Meßkreises und Primärkreises haben. Dies gilt streng nur für den Fall, daß alle

Kraftlinien senkrecht auf der Ebene des Primärkreises stehen. Ordnet man nun den Meßkreis so an, daß die Ebene des Zusatzkreises senkrecht zur Richtung der Kraftlinien steht, die Ebene der Rechtecksleitung also parallel zu den Kraftlinien, so wird die gegenseitige Induktion zwischen Meß- und Primärkreis merklich nur durch den Zusatzkreis bewirkt. In diesem Falle kann man aber die gegenseitige Induktion L_{12} berechnen.

Ist nun in beiden Lagen des Meßkreises der Ausschlag des Galvanometers der gleiche, so muß auch die Koppelung in beiden Fällen dieselbe sein und da diese für den Fall: „Zusatzkreis senkrecht zu den Kraftlinien" berechenbar ist, so ist sie auch für den Fall, der bei den Dämpfungsmessungen vorliegt: „Rechtecksleitung senkrecht zu den Kraftlinien", bestimmt.

Die Ausführung der vorstehend angegebenen Methode der Koppelungsbestimmung ist experimentell umständlich und auch rechnerisch nicht mit der wünschenswerten Genauigkeit durchzuführen, da sie Berechnung der beiden Selbstinduktionen und der gegenseitigen Induktion von Primär- und Zusatzkreis verlangt. Besonders ist die Notwendigkeit, den Sekundärkreis durch Hinzufügen des Zusatzkreises zu verändern und ihn in verschiedene genau bestimmte Lagen zum Primärkreis zu bringen, lästig. Um diese Übelstände zu vermeiden und ferner zu untersuchen, wie weit die im Vorhergehenden angestellten Betrachtungen den tatsächlichen Verhältnissen entsprechen, wurde die Koppelung noch nach folgender von der vorigen gänzlich abweichenden Methode bestimmt:

Ist der Meßkreis auf Resonanz eingestellt, d. h. hat der Integraleffekt des in ihm erregten Stromes sein Maximum erreicht, so gilt nach P. Drude[1]) folgende Beziehung:

$$w_2 I_m = \frac{\pi^2}{2} F^2 C_1 \cdot \frac{L^2_{12}}{L_{11} \cdot L_{22}} \cdot \frac{1}{\gamma_1 \cdot (\gamma_1 + \gamma_2)}$$

oder

$$k^2 = \frac{L^2_{12}}{L_{11} \cdot L_{22}} = \gamma_1 \cdot (\gamma_1 + \gamma_2) \cdot \frac{w_2 \cdot I_m}{\pi^2} \cdot \frac{2}{F^2 C_1} \cdot$$

Da die auf der rechten Seite stehenden Glieder bekannt resp. leicht meßbar sind, so ist hierdurch auch k^2 bestimmt. Bei der praktischen Benutzung sind folgende Umformungen bequem.

Das Thermokreuz T^1 im Sekundärkreise möge im Resonanzfalle

1) P. Drude, Ann. d. Phys. 15, 709, 1904.

einen Ausschlag $s^{I}_{m} = \alpha^{I} I^{I}_{m}$ im Galvanometer hervorbringen, wo α^{I} eine Konstante des Galvanometers und des Thermokreuzes T^{I} ist. Es möge ferner im Primärkreis nahe der Funkenstrecke ein zweites Thermokreuz T^{II} eingeschaltet sein, das den Ausschlag $s^{II}_{1} = \alpha^{II} \cdot I^{II}_{1}$ ergeben möge, wo $I^{II}_{1} = \int\limits_{0}^{\tau} i_{1}^{2}\, dt$ ist, d. h. also der Integraleffekt des im Primärkreise während der Dauer eines Oszillationsablaufes fließenden Stromes.

Ist der gesamte Widerstand des Primärkreises mit dem Thermokreuz T^{II}, w^{II}_{1}, so ist die gesamte Energie des Primärkreises für die Dauer eines Oszillationsablaufes

$$\frac{1}{2} F^{2} C_{1} = w^{II}_{1} \cdot I^{II}_{1} = \frac{w^{II}_{1} \cdot s^{II}_{1}}{\alpha^{II}},$$

wobei die Indices (I und II) sich auf die beiden Thermokreuze beziehen, die Indices (1 und 2) auf den Primär- und Sekundärkreis. Es wird also

$$k^{2} = \gamma^{II}_{1} \cdot (\gamma_{1} + \gamma_{2})^{II}_{1} \cdot \frac{w^{I}_{2} \cdot s^{I}_{m}}{\pi^{2} \alpha^{I}} \cdot \frac{\alpha^{II}}{w^{II}_{1} \cdot s^{II}_{1}}.$$

Es ist nun

$$\gamma^{II}_{1} = \frac{\pi \cdot w^{II}_{1}}{30} \cdot \sqrt{\frac{C_{1}}{L_{1}}}$$

wo w^{II}_{1} in Ohm und C_{1} in statischen Einheiten ausgedrückt ist. Folglich wird

$$k^{2} = (\gamma_{1} + \gamma_{2})^{II}_{1} \cdot \frac{w^{I}_{2} \cdot s^{I}_{m}}{30\pi \cdot \alpha^{I}} \cdot \frac{\alpha^{II}}{s^{II}_{1}} \cdot \sqrt{\frac{C_{1}}{L_{1}}}.$$

Vertauscht man die beiden Thermokreuze, legt also T^{I} in den Primärkreis und T^{II} in den Sekundärkreis, so erhält man durch Vertauschen der Indices wiederum einen Ausdruck für die Koppelung; es wird

$$k^{2} = (\gamma_{1} + \gamma_{2})^{I}_{1} \cdot \frac{w^{II}_{2}}{30 \cdot \pi} \cdot \frac{s^{II}_{m}}{\alpha^{II}} \cdot \frac{\alpha^{I}}{s^{I}_{1}} \cdot \sqrt{\frac{C_{1}}{L_{1}}}.$$

Durch Multiplikation beider Ausdrücke für k^{2} und Wurzelziehen auf beiden Seiten erhält man

$$k^{2} = \frac{1}{30\pi} \cdot \sqrt{\frac{C_{1}}{L_{1}}} \cdot \sqrt{(\gamma_{1} + \gamma_{2})^{I}_{1} \cdot (\gamma_{1} + \gamma_{2})^{II}_{1} \cdot w^{II}_{2} \cdot w^{I}_{2}} \cdot \sqrt{\frac{s^{I}_{m}}{s^{I}_{1}} \cdot \frac{s^{II}_{m}}{s^{II}_{1}}}.$$

Es ist bei dieser Ableitung vorausgesetzt, daß der Faktor α für ein

bestimmtes Thermokreuz von der Dämpfung des in ihm fließenden Wechselstromes unabhängig ist.

Mit Hilfe dieser Formel wurde der Koppelungskoeffizient für die am meisten benutzte Koppelung zu $k^2 = 4{,}34 \cdot 10^{-5}$ bestimmt, während die vorige Methode $k^2 = 4{,}15 \cdot 10^{-5}$ ergab.

Diese Methode der beiden Thermokreuze gestattet in den Fällen, in denen das Einschalten eines Thermokreuzes in den Primärkreis möglich ist, die Koppelung zwischen beliebig gestalteten Kreisen mit ausreichender Genauigkeit bequem und schnell zu bestimmen, freilich unter der Voraussetzung, daß die Thermokreuze die Energie der Schwingung unabhängig von der Dämpfung richtig wiedergeben.

B. Ergebnisse.

Einfluß der geometrischen Gestalt des statischen Feldes.

Der Umstand, daß die Drudesche Methode zur Messung der Dämpfung einen regelmäßigen Funkenübergang während der immerhin beträchtlichen Dauer der Messungen erfordert, sowie die Schwierigkeit, diese Regelmäßigkeit während genügend langer Zeit in ausreichendem Maße zu erhalten, machten eingehende Untersuchungen nötig, welchen Einfluß die Gestalt der Elektroden und die Beschaffenheit ihrer Umgebung auf die Regelmäßigkeit des Funkenüberganges hat und welche Größe die Dämpfung in den einzelnen Fällen annimmt.

Die in dieser Arbeit mitgeteilten Messungen bestätigen die Richtigkeit der Ansicht, daß der Widerstand einer Funkenstrecke um so kleiner ist, je größer unter sonst gleichen Umständen der sie durchfließende Strom ist.

Aus der Theorie von Barkhausen[1]) folgt, daß der Funkenwiderstand mit wachsendem Ohmschen Widerstande des Schließungskreises zunimmt und zwar liegt er zwischen den Werten $\frac{6a}{\pi \cdot I}$ und $\frac{8a}{\pi \cdot I}$, wo a den Spannungsabfall in der Funkenstrecke, I die Maximalstromamplitude bezeichnet. Aus derselben Theorie ergibt sich der Funken-

1) H. Barkhausen, Phys. Ztschr. 8, 624, 1907.

widerstand, also auch die Funkendämpfung als proportional zu $\frac{a}{V}$, wo V das Entladungspotential ist.

E. Jacob[1]) hat durch Untersuchung der Stromamplituden bei kleinen Schwingungszahlen mit Hilfe des Oszillographen nachgewiesen, daß bei wachsender Stromstärke, aber gleicher Funkenlänge, die Funkendämpfung sinkt, während sie bei gleicher Stromstärke mit der Funkenlänge wächst.

Für gleiche Funkenlänge, also gleiches Entladungspotential und verschiedene Kapazität ist dies durch R. Lindemann[2]) und G. Rempp[3]) nachgewiesen, durch Rempp auch die Zunahme des Funkenwiderstandes, wenn unter sonst gleichen Verhältnissen der metallische Widerstand des Schließungskreises vergrößert wird. Vergrößerung des metallischen Widerstandes bewirkt ja eine Verringerung des die Funkenstrecke durchfließenden Stromes.

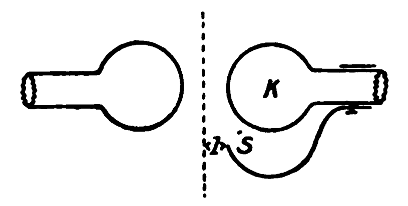
Für gleiche Kapazität, gleich lange Funkenstrecke, aber verschiedene Potentiale ist die Gültigkeit dieses Satzes durch die später angeführten Messungen in verschiedenen Gasen und bei verschiedenen Drucken nachgewiesen. Es wird also unter sonst gleichen Bedingungen bei gleich langer Funkenstrecke die Dämpfung um so kleiner sein, je größer das Entladungspotential ist. Dieser Satz wurde durch alle Messungen bestätigt, bei denen nicht das Elektrodenmaterial geändert wurde. Die durch Änderung des Elektrodenmaterials erzielten Potentialunterschiede sind klein; es entspricht hier aber stets einer Zunahme des Potentials auch eine Zunahme der Dämpfung.

Bei gegebener Funkenlänge, Elektrodenmaterial und Dielektrikum läßt sich durch geometrische Gestaltung der Funkenstrecke das Entladungspotential beeinflussen und dadurch wiederum die Dämpfung. Es mögen zunächst die Messungen mitgeteilt werden, bei denen die Funken zwischen Kugelelektroden von 1 cm Durchmesser übergingen.

Von W. Eickhoff[4]) wurde darauf hingewiesen, daß die Anwesenheit einer Spitze in der Nähe der Funkenstrecke den Funkenübergang bedeutend regelmäßiger mache. Es wurde der Einfluß der Eickhoffschen Spitze sowie eines Kranzes von 8 Spitzen auf das Funkenpotential und die Dämpfung einer Kugelfunkenstrecke unter-

1) E. Jacob, Phys. Ztschr. **10**, 22, 1909.
2) R. Lindemann, Diss., Göttingen 1903; Ann. d. Phys. **12**, 1012, 1903.
3) G. Rempp, Diss., Straßburg 1905; Ann. d. Phys. **17**, 627, 1905.
4) W. Eickhoff, Phys. Ztschr. 8, 923, 494, 1907.

sucht und gefunden, daß durch geeignete Einstellung der Spitze in der Funkenstrecke das Funkenpotential wesentlich verringert werden konnte; gleichzeitig stieg die Dämpfung bedeutend an, und zwar soweit, daß Funkenpotential und Dämpfung der Funkenstrecke aus Kupferkugeln von 10 mm Durchmesser gleich der einer gleich langen Funkenstrecke aus Kupferstäben von 2 mm Dicke wurden.



Der Einfluß der Eickhoffschen Spitze wurde in der nebenstehend abgebildeten Funkenstrecke mit Kupferkugeln untersucht. Die Spitze S wurde parallel der Achse der Funkenstrecke von Millimeter zu Millimeter in dem Funkenraume verschoben und die Dämpfung gemessen. Die Ergebnisse sind in der unten aufgeführten Tabelle enthalten; es bedeutet l den Abstand der Spitze von der Mittelebene der Funkenstrecke.

$\gamma_1 \cdot 10^3$	s_m	$F' \cdot 10^3$	l mm	
—	92	—	5	unregelmäßige Spitze nahe Kugel K
74	58	662	4	unregelmäßig
77	44	596	3	unregelmäßig
86	31	551	2	regelmäßig
93	23,4	513	1	
102	18,7	498	0,5	
112	14,25	472	0	Spitze Mitte Funkenstrecke

Es ergibt sich, daß die Regelmäßigkeit der Entladung und die Dämpfung um so größer wurde, je weiter die Spitze in den Funkenraum hineingeschoben wurde, während das Funkenpotential gleichzeitig abnahm.

Dasselbe Ergebnis hatten Versuche mit einem Kranz von 8 Nadeln, deren Spitzen auf einem Kreise von 1 cm Durchmesser lagen senkrecht zur Achse der Funkenstrecke und symmetrisch zu ihr.

Es ist bekannt, daß bei gleicher Funkenlänge das Funkenpotential einer Kugelfunkenstrecke bedeutend höher ist als das einer Funkenstrecke mit stabförmigen Elektroden von etwa 2 mm Dicke, die mit ihren stumpfen Enden einander gegenüberstehen. Entsprechend ist auch die Dämpfung in jenem Falle kleiner als in diesem. Es gelang aber durch Einführen einer Spitze in eine Kugelfunkenstrecke — ohne daß die Funken die Spitze berührten — diesen Unterschied in der Dämpfung und im Funkenpotentialzu beseitigen.

Ferner ergab sich das ja von vornherein zu erwartende Resultat,

daß bei gleichem Funkenpotentiale die längere Funkenstrecke in demselben Medium die größere Dämpfung, also auch den größeren Widerstand hat.

Ähnlich wie eine Spitze wirkt ein Drahtnetz, das in die Nähe der Funkenstrecke gebracht und mit einem Pol verbunden ist, ebenso auch ein vollkommen von Paraffin eingeschlossenes Blech. Auch hierdurch wird das Entladungspotential herabgesetzt und der Funkenübergang regelmäßiger[1]).

Einfluß des Elektrodenmaterials.

Dämpfungsmessungen an verschiedenen Metallelektroden sind neuerdings von E. Jacob[2]) mit Hilfe des Oszillographen vorgenommen. Die Schwingungsdauer der hierbei benutzten Welle betrug $1,273 \cdot 10^{-3}$ sek, die Wellenlänge 383 km. Die Kapazität des Glasplattenkondensators in Öl betrug 290 m, die Selbstinduktion 1270 km, der Ohmsche Widerstand betrug 19,81 Ohm. Die Funkenstrecke bestand aus stabförmigen Elektroden, die vorn zu einer Halbkugel von etwa 1 cm Radius abgerundet waren. Die Funkenlänge betrug 2 mm. Bei diesen langen Wellen ist aber die Dämpfung während des Schwingungsverlaufes nicht konstant, sondern nimmt während der Schwingung zu, so daß z. B. das log. Dekrement für die zweite Periode kleiner ist als für die fünfte. Da nun die Dämpfung von der Stromamplitude abhängt, die Stromamplitude aber nicht für alle Metalle die gleiche ist, so vergleicht Jacob nicht die Dämpfungen der verschiedenen Metalle während Perioden gleicher Ordnungszahl, z. B. in der zweiten Periode nach Einsetzen der Schwingungen, sondern er vergleicht die Dämpfungen bei der gleichen Stromamplitude von 0,205 Amp. Diese Amplitude tritt bei einigen Metallen schon in der zweiten Periode ein, bei anderen erst in der vierten. Die kleinste Dämpfung zeigt Antimon, die größte Kupfer. Die Reihenfolge ist Sb; Sn; Bi; Pb; C; Zn; Mg; Al; Messing; Fe und Cu.

Die in den Tabellen und Tafeln B angeführten Messungen sind vor dem Erscheinen der oben erwähnten Messungen von Jacob (schon im November 1907) vorgenommen.

Die Unterschiede in den log. Dekrementen bei verschiedenen Metallen sind nicht groß, sie betreffen bei Silber, Kupfer, Aluminium und Eisen nur die dritte Dezimale des Dekre-

1) Beschreibung der Versuche und Messungen siehe Diss. Berlin 1910.

2) E. Jacob, Phys. Ztschr. 10, 22, 1909.

mentes. Dagegen besteht ein größerer Unterschied zwischen Zink und Cadmium einerseits und den oben erwähnten vier Metallen andererseits, ein Unterschied, der in Luft zwei bis drei Einheiten der zweiten Dezimale, in Wasserstoff noch etwas mehr ausmacht.

Es treten auch hier Verschiedenheiten im Entladungspotential auf, wobei aber im Gegensatz zu den bisher betrachteten Fällen dem höheren Potential auch die höhere Dämpfung entspricht.

Die Funkenstrecke bestand aus stabförmigen Elektroden von 2 mm Dicke, die mit ihren ebenen Stirnflächen einander zugekehrt waren. Sie konnten mit Hilfe einer Mikrometerschraube meßbar gegeneinander verschoben werden. Die Speiseleitung des Induktoriums wurde nicht direkt an die Funkenstrecke gelegt, sondern es wurde auf jeder Seite nahe der Funkenstrecke eine Vorfunkenstrecke von 3 mm Länge eingeschaltet, da hierdurch der Funkenübergang bedeutend regelmäßiger wurde. Das Licht der Vorfunken konnte die Kondensatorfunkenstrecke nicht treffen.

Es wurden mit dem Primärkreis P_I zunächst Kupfer, Zink, Eisen, Silber und Aluminium untersucht. Die Kurven, welche die Abhängigkeit der Dämpfung von der Funkenlänge zeigen, haben im wesentlichen bei allen Metallen den gleichen Verlauf. Das Minimum der Dämpfung liegt bei etwa 4 bis 5 mm. Silber, Kupfer und Aluminium zeigen ungefähr die gleiche Dämpfung, Eisen eine etwas kleinere. Die Kurven von Eisen und Aluminium laufen fast genau parallel mit einem Unterschied des log. Dekrementes von ca. 0,004, die Dämpfung von Zink ist bedeutend kleiner, im Minimum der Kurve etwa um 0,022 kleiner als die von Kupfer.

Ähnliche Unterschiede zeigten sich auch bei Versuchen mit Kugelelektroden im gleichen Kreise. Hier ergaben Cadmiumkugeln eine Dämpfung, die um ca. 0,006 kleiner war als die von Zink. Die Funken waren aber hierbei so unregelmäßig, daß sichere Resultate bei dieser Anordnung nicht zu erhalten waren. Diese Unregelmäßigkeiten konnten zum Teil beim Primärkreis P_{II} behoben werden durch Einschluß der Funkenstrecke in ein Glasrohr. Unterhalb der Kugel war ein Kupferdrahtnetz angebracht, das mit der Kathode verbunden war. Der Unterschied der Dämpfung betrug bei dieser Anordnung zwischen Kupfer- und Zinkkugeln etwa 0,014 (Tabelle B_2) in Luft; in Wasserstoff steigt der Unterschied teilweise bis 0,045. Bei diesen Versuchen waren die Kugeln mit feinem Schmirgelpapier sauber abgeschmirgelt. Ein Unterschied, wenn auch bedeutend kleiner (0,006) bleibt auch dann noch bestehen, wenn die Oberflächen der Kugeln durch Befeuchten mit

Salpetersäure und Erhitzen oxydiert wurden. Daß die Dämpfung durch eine derartige Verunreinigung der Oberfläche vergrößert wird, zeigt Messung 9 und 10 auf Tabelle B_2, welche den Wert der Dämpfung an frisch geputzten Kupferkugeln in Luft zu 0,06 angibt, dann aber nach kurzer Benutzung in Schwefeldioxyd, wobei sich ein Überzug auf den Kugeln gebildet hatte, wieder in Luft zu 0,07. Bei meinen Anordnungen gaben Kupferelektroden in Stabform mit Vorfunkenstrecken bei weitem die regelmäßigsten Funkenentladungen, wie überhaupt bei ähnlichen Anordnungen sehr oft die Funken bei der Anordnung mit größerer Dämpfung regelmäßiger sind. Zinkfunkenstrecken erleichtern das Auftreten von Partialentladungen. Dies mag zum Teil daher rühren, daß Zink sehr stark (und zwar unipolar) zerstäubt. Die Funkenstrecke enthält daher reichlich Zinkdampf und bleibt nach Erlöschen des Funkens noch längere Zeit leitend.

Die aus der Dämpfung und dem Maximalausschlage berechnete, dem Funkenpotentiale proportionale Größe F' zeigt bei allen Metallen ungefähr dieselbe Abhängigkeit von der Funkenlänge; die Unterschiede des Funkenpotentials für die verschiedenen Metalle sind im allgemeinen nur gering. Nur bei Kupfer und Zink (Tafel B_{1a}) ist es größer. Während bei allen anderen Anordnungen, solange nur das Elektrodenmaterial nicht geändert wurde, stets eine Erhöhung des Entladungspotentials mit einer Erniedrigung der Dämpfung verbunden ist, tritt hier bei der Änderung des Elektrodenmaterials das Gegenteil ein, daß nämlich die Erhöhung des Potentials mit einer Vergrößerung der Dämpfung verbunden ist. Dieser Umstand läßt vermuten, daß die Änderung des Potentials in diesem Falle einen anderen Grund hat als in den anderen Fällen, in denen das Elektrodenmaterial nicht variiert wurde. Es scheint hierbei der Spannungsabfall an den Elektroden von Bedeutung zu sein. Hierfür spricht der Umstand, daß nach den Messungen von Almy[1]) über das Minimumfunkenpotential, als auch aus Messungen über den Kathodenfall im Glimmstrom der Elektrodenfall an Kupfer größer ist als an Zink. Die Unterschiede im Anodenfall sind bedeutend kleiner und kommen daher wohl kaum in Betracht. Dies stimmt auch mit den Messungen von Almy überein, der wohl einen Unterschied fand, wenn Kupfer und Zink Kathode, nicht aber, wenn sie Anode waren. Auch Corbino[2]) fand, daß das Kathodenmaterial maßgebend für die Vorgänge im Funken ist. Dieser Potentialsprung an

1) Almy, Phys. Rev. 20, 384, 1905.
2) Ausführliche Literaturangaben siehe Diss.

den Elektroden bedeutet nun für den Strom einen Widerstand, der um so größer ist, je größer der Potentialabfall ist. Es ist daher sehr wohl möglich, daß bei Änderung des Elektrodenmaterials trotz erhöhten Entladungspotentiales der scheinbare Widerstand der Funkenstrecke infolge des größeren Spannungsabfalles an den Elektroden größer wird.

Es mögen noch einige Messungen angeführt werden, die mit zwei Kupferelektroden, zwei Zinkelektroden und zwei Messingelektroden angestellt wurden sowie mit einer Zink- und einer Kupferelektrode, und zwar war einmal Zink Kathode, dann Anode. Während dieser Messungen wurde eine Elektrode von jedem der oben erwähnten Elektrodenpaare nur als Kathode und ebenso die andere nur als Anode benutzt. Die Dämpfung wurde für jede Funkenstrecke mehrere Male bestimmt, und zwar wurde bei der Funkenlänge 6 mm begonnen, dann zu kleineren und wieder zu größeren Funkenlängen übergegangen. Die so erhaltenen Werte für γ_1 sind in die Tafeln B_{1b} eingetragen und die Reihenfolge der Messungen durch Pfeile angedeutet. Es läßt sich aus den Tafeln ersehen, daß, wie schon P. Drude nachgewiesen hat, die ersten Messungen mit frisch geschmirgelten Elektroden kleinere Dämpfungen geben. Dies tritt besonders deutlich bei den Zink- und Kupferelektroden auf. Nachdem die Funken einige Zeit übergegangen waren, ergeben die Elektroden größere Dämpfungen, die aber jetzt konstant bleiben.

Interessant ist der Umstand, daß die Dämpfung der Funkenstrecken, die eine Kupfer- und eine Zinkelektrode oder zwei Messingelektroden haben, zwischen den Dämpfungen der aus zwei Kupfer- und zwei Zinkelektroden bestehenden Funkenstrecken liegt. Daß in der Funkenstrecke eine gewisse Polarität herrscht, zeigt der Umstand, daß die Dämpfung verschieden ist, je nachdem die Kathode aus Kupfer oder Zink besteht. Auf eine Polarität in der Funkenstrecke weist auch die von P. Drude erwähnte Tatsache hin, daß beim Vertauschen der Speisepole die Dämpfung sich ändert, sowie der Umstand, daß bei Kreisen mit angelöteten Elektroden das Lot der einen Elektrode oft schmilzt, während die andere kaum warm wird.

Da für die Kondensatorschwingungen beide Elektroden gleichwertig sind, so kann diese Polarität nur in den Vorgängen beim ersten Übergang des Stromes, also beim Einsetzen des Funken ihren Grund haben. Es wird also vermutlich die Art der Speisung nicht ohne Einfluß auf diese Vorgänge sein. Kontrollversuche haben aber gezeigt, daß der Einfluß des Elektrodenmaterials nicht in erheblichem Maße von der Speisung abhängt.

Einfluß des Gases in der Funkenstrecke.

Die absolute Größe der Dämpfung einer Funkenstrecke hängt, wie bei der Luftfunkenstrecke gezeigt, in weiten Grenzen von der Gestalt des elektrischen Feldes vor Einsetzen der Funken, praktisch also von der Gestalt der Elektroden und der der Umgebung der Funkenstrecke, ab. Dies gilt ebenfalls für die Funkenstrecken, die ein anderes Gas als Luft enthalten. Ein Einfluß der verschiedenen Gase auf die Dämpfung läßt sich also nur dadurch feststellen, daß die Dämpfung gemessen wird, wenn Luft, dann, wenn ein anderes Gas den Raum zwischen den Elektroden erfüllt. Es ist nach den früheren Betrachtungen zu erwarten, daß diejenigen Gase eine größere Dämpfung zeigen werden, die ein geringeres Funkenpotential bei gegebener Funkenstrecke besitzen.

Messungen über Funkendämpfungen in verschiedenen Gasen sind von H. Rausch von Traubenberg und W. Hahnemann[1]) veröffentlicht. Sie geben an, daß nach Versuchen von L. Adelmann Wasserstoff und Leuchtgas bei Atmosphärendruck eine größere Dämpfung ergeben als Luft, daß ferner Luft von zwei Atmosphären eine kleinere Dämpfung als Luft von Atmosphärendruck ergibt. K. E. F. Schmidt[2]) findet auch in Wasserstoff erheblich höhere Dämpfung als in Luft.

Meine Versuche zeigen, daß die Unterschiede der Dämpfung bei den verschiedenen untersuchten Gasen bedeutend sind, wenn die Gase bei dem gleichen Druck untersucht werden, sie verschwinden, wenn durch Änderung des Gasdruckes das Entladungspotential bei derselben Funkenstrecke für alle Gase gleich gemacht wird.

In der Tabelle C sind für die untersuchten Gase einige Konstanten zusammengestellt, aus denen sich ein gewisser, wenigstens qualitativer Zusammenhang der Dämpfung mit dem Koeffizienten der inneren Reibung, der mittleren freien Weglänge, der Ionenbeweglichkeit, der spezifischen elektrischen Festigkeit und dem Minimumpotential der Spitzenentladung zu ergeben scheint. Die Annahme, daß das Funkenpotential in den Gasen groß sei, deren mittlere freie Weglänge bei Zimmertemperatur und Atmosphärendruck klein ist, daß folglich auch die Dämpfung in einem solchen Gase klein sei, bewog mich, Schwefeldioxyd zu untersuchen, über dessen Funkenpotential nichts

1) H. Rausch von Traubenberg und W. Hahnemann, Phys. Ztschr. 8, 504, 1907.

2) K. E. F. Schmidt, Phys. Ztschr. 8, 617, 1907.

bekannt war. Diese Arbeitshypothese hat sich bisher gut bewährt. Für Entladungspotentiale zwischen 400 V. und 900 V. bei 0,01 bis 0,1 mm Funkenlänge ist diese Hypothese von J. E. Almy[1]) bestätigt worden, der fand, daß für H_2, CO_2, N_2 NH_3 Luft und einige gasförmige organische Substanzen der Ausdruck $K \cdot \lambda$ = const ist, wo K eine für das untersuchte Gas charakteristische Konstante ist und λ die mittlere freie Weglänge bedeutet.

Es wurde zunächst Wasserstoff, Luft, Stickstoff und Sauerstoff untersucht. Die Untersuchung wurde in noch höherem Maße als bei den Luftfunkenstrecken durch Unregelmäßigkeiten in der Funkenstrecke gestört. Die untersuchten Gase konnten aus diesem Grunde nicht alle unter den gleichen Bedingungen untersucht werden. Es wurde vielmehr Wasserstoff mit Luft, dann Kohlensäure mit Luft, schließlich Stickstoff und Sauerstoff mit Luft verglichen. Die so erhaltenen Werte für Luft stimmen, da die äußeren Bedingungen nicht die gleichen waren, nicht genau überein. Jedoch ist dieser Umstand nicht von großer Bedeutung, wenn es uns nur auf die relativen Unterschiede gegen Luft ankommt.

Die Dämpfung in Wasserstoff wurde mit einer in ein Glasrohr eingeschlossenen Funkenstrecke aus 2 mm dicken Kupferstäben gemessen. Der Wasserstoff war aus Zink und Schwefelsäure im Kippschen Apparat hergestellt, mit Wasser gewaschen und durch ein langes Chlorcalciumrohr getrocknet worden. Der Funkenübergang in Wasserstoff war regelmäßig. In Luft dagegen konnte wegen Unregelmäßigkeit in der Funkenstrecke die Dämpfung nur für die Funkenlängen 2 und 4 mm aufgenommen werden. Die Werte für die anderen Funkenlängen der Kurve auf Tafel C_1 sind aus den in Tabelle C_1 angegebenen Messungen in Luft gewonnen, bei denen der Funkenübergang durch ein in das Rohr eingeschobenes Kupferblech regelmäßig gemacht wurde. Die Zulässigkeit dieser Ergänzung wurde durch Kontrollversuche nachgewiesen, die zeigten, daß sich die Dämpfung durch Einführen des Bleches für alle betrachteten Funkenlängen um angenähert gleichviel ändert. Die Gase zeigten die gleiche Dämpfung, wenn sie das Entladungsrohr langsam durchströmten, wie wenn sie ruhten. Wasserstoff und Luft zeigen einen durchschnittlichen Unterschied der Dämpfungen von ungefähr 0,1.

Stickstoff und Sauerstoff wurden mit Luft in demselben Kondensatorkreis untersucht und zwar in einem Glasrohr, das innen mit einem

1) Almy, Phys. Rev. **24**, 50, 1907.

Kupferdrahtnetz ausgekleidet war. Dieses war mit einem der Pole verbunden. Als Elektroden dienten Kupferkugeln von 1 cm Durchmesser. Die Funken waren besonders in Stickstoff regelmäßig. Die Ergebnisse sind aus Tafel und Tabelle C_2 ersichtlich. Die Dämpfung in Stickstoff ist wenig größer als die in Luft, während die in Sauerstoff beträchtlich kleiner als in Luft ist. Die Dämpfung eines Gasgemisches scheint sich also aus den Dämpfungen der Bestandteile zusammenzusetzen, ähnlich wie es sich für die Dämpfung einer Funkenstrecke mit zwei verschiedenen Elektroden oder Elektroden aus einer Legierung gezeigt hat (S. 275). Auch hierbei wird die Regelmäßigkeit bei zunehmender Dämpfung und abnehmendem Funkenpotential bei gleicher Funkenstrecke größer.

Es wurden ferner Luft, Sauerstoff, Chlor, Wasserstoff und Schwefeldioxyd im Primärkreise P_{II} untersucht, zum Teil bei verschiedenen Drucken. Die Ergebnisse der Tafel und Tabelle C_3 wurden mit Kupferkugeln als Elektroden erhalten. Die Gase standen unter Atmosphärendruck. Es ergab sich, wie bei den früheren Messungen, eine geringere Dämpfung als in Luft bei Sauerstoff. Noch geringer ist die Dämpfung in Chlor, außerordentlich viel kleiner aber in Schwefeldioxyd.

Da sich durch Veränderung des Druckes das Entladungspotential der Funkenstrecke beeinflussen läßt, ohne daß hierdurch die geometrischen Verhältnisse in ihr andere werden, so erschien es zweckmäßig, den Einfluß des Druckes auf die Dämpfung zu untersuchen. Dies geschah in Luft, Wasserstoff und Schwefeldioxyd; die gefundenen Werte sind in Tabelle C_4 angegeben. Die Untersuchung wurde in einem Glasrohre B_4 vorgenommen, in das ähnlich wie bei dem später zu beschreibenden Vakuumrohr axial zwei Neusilberröhren eingesiegelt waren. Durch diese konnten zwei eng anschließende Neusilberröhren in das Innere des Glasrohres geschoben werden, die auf ihren verschlossenen Stirnflächen die Elektroden trugen. Eine von diesen Röhren konnte durch ein Gewinde in der Achse verschoben und so die Funkenstrecke von außen verstellt werden, auch wenn im Rohr Über- oder Unterdruck herrschte. Mit dem Rohr war ein Quecksilbermanometer, eine Wasserstrahlpumpe zum Evakuieren des Rohres und eine Druckpumpe resp. Bombe für Wasserstoff und Schwefeldioxyd verbunden. Der Druck im Rohre wurde zwischen 226 und 15 cm Quecksilbersäule (absolut) geändert. Bei größeren Funkenlängen, besonders in Schwefeldioxyd, nahm der Druck beim Stromdurchgang zu. In diesem Falle wurde der beim Funkenübergang sich einstellende Druck abgelesen. In Tafel C_4 ist als Abszisse der Druck, als Ordinate

die aus den Messungen berechnete Größe F' aufgetragen, die nach Drude dem Funkenpotentiale proportional ist, solange die Koppelung usw. nicht geändert wird. Aus der Tafel C_4 ergibt sich, daß wenigstens für Drucke über 30 cm die Abhängigkeit von F' von p linear ist. Da nun das Funkenpotential auch proportional dem Druck ist (J. J. Thomson[1]), so kann F' sehr wohl als Maß für das Funkenpotential gelten.

In Tafel C_{4a} ist die Abhängigkeit der Dämpfung vom Funkenpotential dargestellt. Es ergibt sich, daß wenigstens innerhalb gewisser Grenzen die Dämpfung nur vom Entladepotential abhängt und nur wenig von der Natur des Gases. Das Gleiche ergibt sich aus Tafel C_{4b}. Aus ihr ist die Abhängigkeit der Dämpfung vom Gasdruck zu ersehen. Die Gestalt der Kurven ist angenähert dieselbe für Luft, Wasserstoff und Schwefeldioxyd. Die eingezeichneten gestrichelten Linien verbinden die Punkte der Kurven, die gleiches Entladungspotential haben. Da sie nahezu parallel den Linien gleicher Dämpfung laufen, so ergibt sich aus dieser Tafel deutlich, daß die Dämpfung wesentlich nur vom Funkenpotential abhängt und nur insofern von der Natur und dem Druck des Gases, als von diesen beiden Größen das Funkenpotential abhängt.

Die Schwefeldioxydfunkenstrecke.

Die sehr geringe Dämpfung in der Schwefeldioxydfunkenstrecke sowie der Umstand, daß der Funkenübergang leidlich regelmäßig war, gaben Veranlassung, das Verhalten dieses Gases näher zu untersuchen.

Das Funkenpotential in Schwefeldioxyd ist bedeutend höher als in Luft. Dies ergibt sich aus folgender Messung, deren Werte in Tabelle D_1 resp. Tafel D_1 eingetragen sind. Die Funkenstrecke mit Kupferkugeln von 1 cm Durchmesser befand sich in Schwefeldioxyd von Atmosphärendruck. Die Funkenlänge wurde von 1 bis 6 mm verändert. Parallel zu dieser Funkenstrecke konnte eine zweite mit Zinkkugeln in Luft geschaltet werden, deren Länge so einreguliert wurde, daß die Funken abwechselnd an beiden übergingen. Die Einstellung dieser zweiten Funkenstrecke wurde als Maß für das Funkenpotential betrachtet. Es zeigte sich, daß die Einstellung zu Beginn einer Messung etwa 9 % größer war als am Ende derselben. In der Tabelle sind

1) J. J. Thomson, Elektrizitätsdurchgang durch Gase, deutsch von E. Marx.

Mittelwerte eingetragen. Dieser Umstand zeigt ebenso wie die Messungen in Tabelle C_3, daß durch den Funkenübergang im geschlossenen Gefäß das Funkenpotential sinkt. Tafel D_1 zeigt die Abhängigkeit der Dämpfung von der Funkenlänge. Die Dämpfung scheint bei größeren Funkenlängen als 5 mm nicht mehr wesentlich zu sinken. Messungen bei größeren Funkenlängen waren nicht ausführbar, da der Zylinderkondensator in Petroleum höhere Spannung nicht aushielt.

Tafel D_{1a} zeigt dieselbe Abhängigkeit bei Aluminiumzylindern von 1 cm Dicke in dem oben S. 277 erwähnten Rohre B_4. Im Rohr befand sich flüssiges Schwefeldioxyd, es herrschte also ein Überdruck von ca. 2 Atm. In dem Rohr bildet sich während der Entladung ein Beschlag, der zum Teil aus Schwefel besteht. Er löst sich teilweise in Schwefelkohlenstoff und ergibt nach dem Verdampfen einen Rückstand von Schwefel. Ein geringerer Beschlag bildet sich, wenn als Elektroden Zylinder aus gehärtetem Stahl verwendet werden. Diese Elektroden werden nur in sehr geringem Maße durch die Entladungen angegriffen, sie erhalten einen sammetartigen schwarzen Überzug (Schwefeleisen?). Aus diesem Grunde sind die späteren Messungen mit Stahlelektroden durchgeführt. Die Funken in Schwefeldioxyd zeichnen sich durch einen harten, scharfen Klang aus, der sich wesentlich von demjenigen des längeren Funkens in Luft unterscheidet. Das von der Funkenstrecke ausgehende Licht ist grünlichblau und sehr intensiv. Auf Tafel D_{1b} ist eine für die Dämpfung $\gamma_1 + \gamma_2 = 0{,}086$ berechnete Resonanzkurve gezeichnet. Die durch Kreuze bezeichneten Werte wurden bei einer Funkenlänge von 5,3 mm mit Aluminiumelektroden gemessen. Die Übereinstimmung der gemessenen und berechneten Werte ist eine gute. Eine Unsymmetrie ist kaum festzustellen.

Da die Messungen in Schwefeldioxyd mit Stahlelektroden innerhalb eines großen Druckintervalles regelmäßige Resultate gaben, so wurden bei Funkenlängen von 3,2 mm, 1,6 mm, 1,06 mm und 0,53 mm die Dämpfungen bei verschiedenen Drucken gemessen. Die Werte für die ersten beiden Funkenlängen sind schon in Tabelle C_4 angeführt. Die Kurve, welche für die Funkenlänge von 1,6 mm die Abhängigkeit der Dämpfung vom Funkenpotential zeigt, ist schon auf Tafel C_{4a} gegeben. Für Funkenlänge 1,06 mm und 0,53 mm gibt sie Tafel D_2. Der Verlauf ist der einer Exponentialkurve von der Form $\gamma = B + D \cdot e^{-\alpha V}$, wo B, D, α Konstante, V das Entladungspotential ist. Die Messungen für $f = 1{,}6$ mm lassen sich, wie aus Tabelle F ersichtlich, durch die Gleichung $\gamma_1 = 0{,}063 + 0{,}594 \cdot 10^{-3{,}6\,F'}$ darstellen. Die für $f = 3{,}2$ mm durch $\gamma_1 = 0{,}036 + 0{,}076 \cdot 10^{-2{,}82\,F'}$.

Die Abhängigkeit der Dämpfung vom Maximalausschlag (der ja auch in F' enthalten ist) läßt sich in ähnlicher Weise darstellen, für $f = 1{,}6$ mm erhält man $\gamma_1 = 0{,}0633 + 0{,}2 \cdot 10^{-0{,}24 \cdot V_{e_m}}$. Die Basis 10 ist der bequemeren Berechnung wegen gewählt. Verschiedene andere Formeln sowohl von exponentialer als auch quadratischer Form ergaben eine schlechtere Übereinstimmung. Eine Formel von der Form $\gamma = B + D \cdot e^{-aV}$ genügt den Grenzbedingungen, daß nämlich die Dämpfung nie unter einen gewissen Wert sinken kann, der durch den Widerstand der Leitungsbahn gegeben ist, andererseits die Dämpfung beliebig groß werden kann.

Bei allen Messungen wurde sorgfältig darauf geachtet, daß bei jeder Stromunterbrechung im Induktorium nur eine Entladung des Kondensatorkreises erfolgte. Dies wurde durch Einschalten von Wasserwiderständen in die Speiseleitung sowie durch Regulierung des Primärstromes im Induktorium erreicht. Um zu untersuchen, welchen Einfluß Partialentladungen auf die Dämpfung haben, wurde die Dämpfung einmal bei nur einer Entladung für jede Unterbrechung des Speisestromes bestimmt, dann, als im rotierenden Spiegel etwa 8 Partialentladungen festzustellen waren. Es ergab sich, daß bei Partialentladungen die Dämpfung wächst (Tabelle D_2). Vermutlich rührt dies daher, daß bei so schneller Aufeinanderfolge von Funken, wie sie bei Partialentladungen eintritt, die Entionisierung nicht so rasch vor sich gehen kann, daß der Kondensator zu einem ebenso hohen Potential aufgeladen wird, wie bei einer langsameren Funkenfolge. Dem kleineren Potential würde dann gemäß den früheren Versuchen eine größere Dämpfung entsprechen.

(Schluß folgt.)

Referate.

Stehende elektrische Wellen an ungleichartigen Drähten[1]. Von J. Wallot.

Die Eigenschwingungsdauer eines Systems, das (vgl. Fig. 1) aus einem Plattenkondensator von geringer Kapazität und einem ihn schließenden langgestreckten Drahtrechteck besteht, hängt bekanntlich außer von der Kapazität C des Kondensators und der Selbstinduktion $\mathfrak{S}$ des Rechtecks auch, wennschon in geringerem Maße, von der („ver-

1) Auszug aus der in den Ann. d. Phys. **30**, 495, 1909 unter demselben Titel erschienenen Arbeit.

teilten") Kapazität $\mathfrak{C}$ des Drahtrechtecks ab, und zwar kann sie berechnet werden nach der Kirchhoffschen „Tangentenformel":

$$(1) \qquad \frac{\pi}{\mathfrak{w}}\sqrt{\mathfrak{C}\mathfrak{S}}\ \mathrm{tg}\ \frac{\pi}{\mathfrak{w}}\sqrt{\mathfrak{C}\mathfrak{S}} = \frac{\mathfrak{C}}{C},$$

in der $\mathfrak{w}$ den „Wechselabstand", d. h. die mit $3 \cdot 10^{10}$ cm/sek multiplizierte halbe Schwingungsdauer bedeutet[1]).

Wird nun an irgend einer Stelle des Drahtrechtecks, z. B. in dem Gebiete „2" der Figur, die Kapazität oder die Selbstinduktion oder beides zugleich geändert (z. B. dadurch, daß man die Drähte dort verdickt oder daß man sie dort in ein anderes Dielektrikum einbettet), so wird sich natürlich im allgemeinen auch die Schwingungsdauer des Systems ändern; es fragt sich aber: hat man jetzt, um sie zu be-

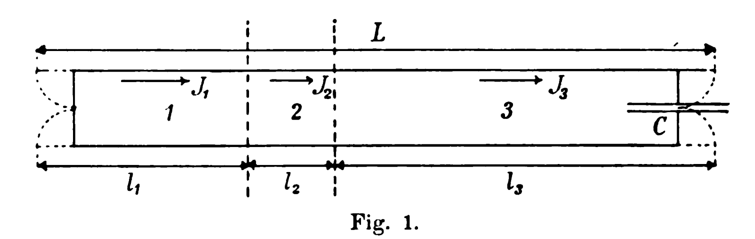


Fig. 1.

rechnen, in die Formel (1) einfach die abgeänderten Werte für die Selbstinduktion und die Kapazität des Rechtecks einzusetzen oder liegen die Verhältnisse komplizierter?

Die Beantwortung dieser Frage ist von Bedeutung für die Technik der Messungen mit sehr schnellen Schwingungen; denn bei diesen wird man häufig den Wunsch haben, den Einfluß von Haltern, Klemmschrauben, Spannklötzen usw., deren Verwendung man nicht umgehen kann oder will, wenn auch nur der Größenordnung nach abschätzen zu können. Ohne genauere Untersuchung könnte man aber in vielen Fällen noch nicht einmal über den Sinn, in dem die Schwingungsdauer durch das Vorhandensein einer derartigen Störung geändert wird, etwas Sicheres aussagen.

Eine angenäherte Theorie kann ohne grundsätzliche Schwierigkeiten in Anlehnung an Kirchhoff gegeben werden. Hier seien die Hauptergebnisse kurz mitgeteilt[2]).

1) Die Kapazitäten sind elektrostatisch, die Selbstinduktion ist elektromagnetisch zu messen. — Vgl. auch l. c. S. 502.

2) Genaueres l. c. S. 499 ff.

Nur in einem Falle darf man in die Kirchhoffsche Formel einfach die tatsächlichen, durch die Störung abgeänderten Werte von $\mathfrak{C}$ und $\mathfrak{S}$ einsetzen; in dem Falle nämlich, daß die Kapazität der Längeneinheit $\mathfrak{c}$ und die Selbstinduktion der Längeneinheit $\mathfrak{s}$ im Störungsgebiet in demselben Sinn und demselben Maß geändert sind. Sind also diese beiden Konstanten im Störungsgebiet gleich $\varepsilon\mathfrak{c}$ und $\mu\mathfrak{s}$ geworden, so hat man für den Fall, daß $\varepsilon = \mu$ ist, in die Formel (1):

$$(2)\qquad \begin{aligned} \mathfrak{C} &= \mathfrak{c}\{L + (\varepsilon - 1)\, l_2\} \\ \mathfrak{S} &= \mathfrak{s}\{L + (\mu - 1)\, l_2\} \end{aligned}$$

einzusetzen, wo L den halben Umfang des Rechtecks und l_2 die Länge der Störung bedeutet.

Sobald dagegen ε und μ verschieden sind, ist der Einfluß einer Störung wesentlich abhängig von ihrer Lage auf dem Drahtrechteck. Die einfachsten Verhältnisse bestehen da — unter der Voraussetzung, daß l_2 klein ist — in den Knoten und Bäuchen der stehenden Wellen: in den Spannungsknoten angebracht wirkt die Störung wie ein normales Stück von der Länge $\mu\, l_2$, in den Spannungsbäuchen angebracht wie ein normales Stück von der Länge $\varepsilon\, l_2$ (nicht etwa $\sqrt{\mu}\, l_2$ und $\sqrt{\varepsilon}\, l_2$). Die prozentische Zunahme $100\, \Delta^{(2)}$ des Quadrates des Wechselabstandes berechnet sich hiernach für die meisten Fälle genau genug nach den Formeln:

$$(3)\quad \left\{ \begin{array}{ll} \text{im Spannungsknoten} & \Delta^{(2)} = (\mu - 1)\,\dfrac{l_2}{L}\left(1 + \dfrac{\mathfrak{C}_0}{3\,C}\right) \\[2ex] \text{im Spannungsbauch} & \Delta^{(2)} = (\varepsilon - 1)\,\dfrac{l_2}{L}\left(1 + \dfrac{\mathfrak{C}_0}{3\,C}\right), \end{array} \right.$$

wobei unter $\mathfrak{C}_0$ die Kapazität der gleichartigen Drähte zu verstehen ist.

Liegt die Störung am Kondensator, so ergibt sich unter der Annahme, daß l_2 und das Verhältnis $\mathfrak{C}_0/C$ klein ist, die Näherungsformel:

$$(4)\qquad \Delta^{(2)} = \frac{l_2}{L}\left[(\mu - 1) + \frac{\mathfrak{C}_0}{C}(\varepsilon - 1)\right].$$

Man kann aus den Formeln (3) und (4) schon schließen, daß es auf dem Drahtrechteck, wenn $\varepsilon - 1$ und $\mu - 1$ verschiedene Vorzeichen haben, in vielen Fällen eine Stelle geben wird, wo angebracht die Störung ohne Einfluß auf die Schwingungsdauer ist. In der Tat läßt sich für die Lage dieses „Nullpunktes" eine allgemeine Gleichung

aufstellen, die nur dann eine reelle Lösung hat, wenn $\varepsilon - 1$ und $\mu - 1$ verschiedene Vorzeichen haben.

Am klarsten überschaut man die Verhältnisse, wenn man ausgeht etwa von dem Fall des kondensatorlosen geschlossenen Rechtecks, dessen Theorie sich aus der allgemeinen Theorie durch die Einführung $C = \infty$ ergibt. Betrachten wir als besonders einfaches Beispiel die Verdickungen und Verdünnungen der Drähte, bei denen $\mu = \frac{1}{\varepsilon} = m$ ist und bei denen für kleine l_2 die Lage des Nullpunktes gegeben wird durch die Formel:

$$l_m = \frac{L}{z_0} \operatorname{arc\,tg} \sqrt{m}. \tag{5}$$

Hier ist z_0 eine Wurzel der Gleichung

$$z_0 \operatorname{tg} z_0 = \frac{\mathfrak{C}_0}{C}, \tag{6}$$

und l_m bedeutet den (längs den Drähten gemessenen) Abstand der Störungsmitte von der Mitte der linken kurzen Rechtecksseite (Fig. 1).

Hier ergibt die Theorie, wie man sieht, einfach das Folgende: Ist die Dickenänderung an der Störungsstelle nur verschwindend klein ($m = 1$), so liegt je ein Nullpunkt auf $^1/_4$ und $^3/_4$ der langen Rechtecksseiten. Bei zunehmender Verdickung ($m < 1$) wandern die beiden Nullpunkte nach den kurzen Rechtecksseiten (Brücken), bei zunehmender Verdünnung ($m > 1$) nach den Mitten der langen Drähte. In der Tat: Bei der größten möglichen Verdickung ($m = 0$) bilden die Verdickungen selbst Brücken, und bei der größten möglichen Verdünnung ($m = \infty$) muß ihre Wirkung dieselbe sein, als ob die Drähte durchgeschnitten würden, was nur in der Drahtmitte ohne Einfluß auf den Wechselabstand ist.

Fig. 2 zeigt für ein geschlossenes Rechteck ohne Kondensator die der Änderung $\Delta^{(2)}$ äquivalente Brückenverschiebung $L' - L$ als Funktion der Lage der Dickenänderung für die Werte $m = 0{,}5$ (ausgezogen) und $m = 0{,}2$ (gestrichelt) und für $l_2 = 10$, $L = 1000$. Der Maßstab der Ordinaten ist 10 mal so groß als der der Abszissen[1].

Inwieweit sich diese einfachen Verhältnisse durch die Einfügung eines Kondensators wie in Fig. 1 ändern, kann sehr leicht beurteilt werden auf Grund der Erwägung, daß der Kondensator einer Ver-

1) Die Kurven sind abgesehen von den Werten in den Knoten, Bäuchen und Nullpunkten nach dem Augenmaß gezeichnet.

längerung des Drahtrechtecks gleichwertig ist. Durch seine Einfügung wird je nach der Größe seiner Kapazität C sozusagen ein Stück des Rechtecks weggeschnitten, d. h. es wird durch den Kondensator ersetzt. Die in der Figur eingetragenen gestrichelten senkrechten Linien deuten das rechte (bzw. linke) Ende des Rechtecks an für den Fall, daß am rechten (bzw. linken) Ende der Drähte ein Kondensator von der Kapazität $C = 2\mathfrak{C}_0$ oder $C = 5\mathfrak{C}_0$ eingeschaltet wird. Mit Kondensator kann immer nur höchstens ein Nullpunkt auftreten, und auch dieser kann, wie die Figur zeigt, sozusagen in den Kondensator hineinfallen, wenn nur C groß genug ist. Ein Nullpunkt ist also überhaupt nur dann zu beobachten, wenn der Wechselabstand nur wenig größer ist

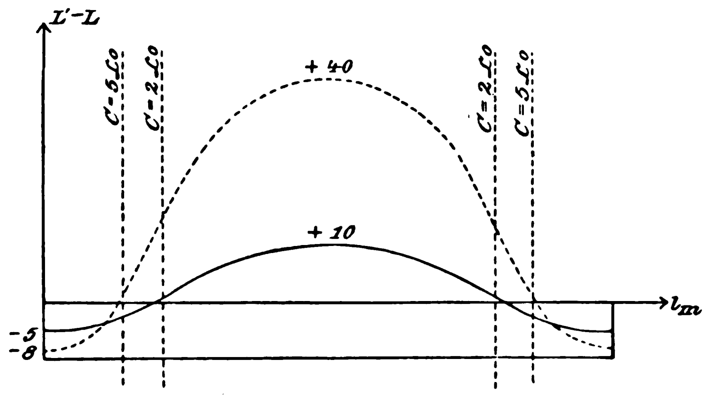


Fig. 2.

als die Länge des Rechtecks. Die allgemeine Bedingung lautet für kleine l_2 [vgl. (6)]:

$$\operatorname{tg} z_0 > \sqrt{\frac{\mu - 1}{1 - \varepsilon}}. \tag{7}$$

Ist ein Nullpunkt vorhanden, so kann man z. B. Hilfsapparate in ihm anbringen, durch die das System nicht verstimmt wird oder die die Berechenbarkeit des Systems aus seinen Abmessungen nicht stören. Die Theorie wird in solchen Fällen allerdings, da sie nicht vollkommen mit der Erfahrung übereinstimmt, nur zur ungefähren Abschätzung der Lage des Nullpunkts dienen dürfen; durch einfache Hilfsbeobachtungen kann man aber in jedem Falle genügende Genauigkeit erreichen. Die Verschiebung von Störungen, z. B. von Verdickungen (aufgeschobenen

Hohlzylindern) liefert außerdem ein Mittel, ein System um sehr kleine Beträge meßbar, stetig und mit annähernd konstanter Empfindlichkeit zu verstimmen.

Durch die Versuche, die ich angestellt habe, sollte vor allem die Theorie an der Erfahrung geprüft werden. Da aber die ganze Untersuchung in letzter Linie der Vervollkommnung der Resonanzmeßmethoden auf dem Gebiete der sehr schnellen Schwingungen dienen sollte, so wurde dabei möglichst jede Gelegenheit zur Sammlung von Erfahrungen über Fehlerquellen, Genauigkeit usw. benutzt.

Das Meßverfahren war im allgemeinen dasselbe, das von Drude in seinen Arbeiten über den Teslatransformator[1]) angewendet worden ist.

Zur Einstellung auf Resonanz habe ich mich einer sehr empfindlichen Dornschen Helium-Kalium-Röhre[2]) bedient. Die Benutzung empfindlicher Leuchtröhren ist bei feinen Resonanzmessungen, soweit ihr Ziel die Bestimmung von Schwingungsdauern ist, nur zu empfehlen. Über die Bequemlichkeit dieser Art der Einstellung läßt sich nicht streiten; und daß man mit ihr sehr genau messen kann, dafür liefern meine Versuche einen neuen Beweis. Die Einstellungsabweichungen sind bei einigen meiner Versuchsreihen so gering gewesen, daß sich nach der üblichen Rechenmethode ein mittlerer Fehler der Resonanzeinstellungen ergeben würde, der weit unter 1 Promille der Wellenlängen läge. Bei sehr vielen meiner Versuche kommen jedenfalls die reinen Einstellungsfehler neben den übrigen Versuchsfehlern kaum in Betracht. Ich habe dabei die zuerst wohl von Drude angegebene Methode der Einstellung auf die Grenzen des Leuchtens verwendet. Hinsichtlich der Zulässigkeit dieser Methode muß ich auf die Originalarbeit verweisen[3]). Hier sei nur bemerkt, daß sie besonders bei sehr inkonstanter Erregung (flackerndem Leuchten) wohl die genaueste von allen ist. Es ist aber nicht ausgeschlossen, daß bei großer Konstanz der Erregung vielleicht doch eine andere Methode, etwa die Methode der Einstellung auf gleiche Leuchtlänge zu beiden Seiten des Maximums (event. mit geteilter Vakuumröhre) vorzuziehen wäre.

Was nun die Prüfung der Theorie der ungleichartigen Drähte an der Erfahrung betrifft, so geschah sie in der Hauptsache an Drähten mit Verdickungen (aufgeschobenen Hohlzylindern). Lagen die Verdickungen im Spannungsknoten des Rechtecks, so stimmte der von der Theorie vorausgesagte Einfluß innerhalb der Versuchsfehler mit dem

1) P. Drude, Ann. d. Phys. **9**, 293, 590, 611, 1902; **11**, 957, 1903.
2) E. Dorn, Ann. d. Phys. **20**, 127, 1906.
3) S. 527 ff.

beobachteten überein. Anders in den Nullpunkten und im Spannungsbauch: da war der tatsächlich beobachtete Einfluß fast immer etwas größer als der theoretisch berechnete. Ich möchte hier nicht darauf eingehen, wie dies zu erklären ist, sondern nur noch bemerken, daß ich meine Versuchsresultate in einer empirischen Formel mit einer Konstanten habe zusammenfassen können, bei deren Benutzung man eine vollkommene Übereinstimmung von Theorie und Erfahrung in dem von mir untersuchten Gebiet erhält.

Auch bei Einbettung je eines Stücks der langen Drähte des Rechtecks in ein anderes Dielektrikum (Holz) zeigt sich der von der Theorie behauptete Einfluß des Ortes: der Wechselabstand wird, wenn das Dielektrikum im Spannungsknoten liegt, verschwindend wenig, wenn es in der Nähe des Spannungsbauchs liegt, am meisten geändert. Experimentell ist dieser Einfluß der Lage des Dielektrikums schon von Waitz[1]) gefunden worden. Ich habe die Versuche so weit geführt, daß bei allen in der Meßpraxis vorkommenden Störungen eine Abschätzung ihres Einflusses möglich sein dürfte.

Über die Grenzen der Zulässigkeit der Vormaxwellschen Theorie sagen meine Versuche nichts Bestimmtes aus; die Versuche mit Verdickungen deshalb nicht, weil ihre mangelhafte Übereinstimmung mit der Theorie wohl von einem mehr zufälligen Umstand herrührt, die Versuche mit dem Dielektrikum deshalb nicht, weil die Dielektrizitätskonstante des benutzten Materials nicht bekannt war. Jedenfalls aber zeigen meine Versuche, daß man mit den Vormaxwellschen Ansätzen eine auch quantitativ noch ziemlich befriedigende Darstellung der Tatsachen auch in solchen Fällen gewinnt, in denen man mit der strengen Maxwellschen Theorie nicht mehr weiter käme. J. W.

Stuttgart, Physik. Institut der Techn. Hochschule, im März 1910.

1) K. Waitz, Wied. Ann. **44**, 531, 1891.

(Eingesandt 15. März 1910.)

Wilhelm Kempe. Der Barretter und seine Verwendbarkeit in elektrisch schwingenden Systemen. Unter diesem Titel berichtet Verfasser in der Phys. Ztschr. 8, 331, 1910 über eine Reihe von Barretteruntersuchungen der Physikalischen Versuchsstation Halle-Cröllwitz. Es handelt sich dabei einerseits um die Empfindlichkeit von Barrettern verschiedener Konstruktion, andererseits um Feststellung

des Wertes, den man den Angaben der Barretter über Dämpfung elektrisch schwingender Systeme beimessen darf.

Im ersten Teile legt der Verfasser dar, wie die Empfindlichkeit eines Barretters von der Stärke des untergelegten Gleichstromes abhängt; wie bei einer ganz bestimmten, für den Barretter charakteristischen Stromstärke die Empfindlichkeit zu einem Maximum wird. Dieses Maximum wird noch erhöht, wenn das Verhältnis der in der Brücke gezogenen Widerstände:

$$q = \frac{w_B}{w} = \frac{w_3}{w_4} \text{ [1]}$$

möglichst klein gemacht wird. Praktischen Gründen zufolge empfiehlt er $q = \frac{1}{10}$.

Es werden ferner Mitteilungen gemacht über Versuche betreffend den Einfluß der Drahtstärke auf die Empfindlichkeit. Die mitgeteilten Kurven zeigen zwar sicher eine Abhängigkeit der Empfindlichkeit von der Drahtstärke, quantitativ läßt sich darüber aber noch nichts aussagen, wahrscheinlich weil der Einfluß der verschiedenen Silbermäntel verschleiernd auf die Resultate wirkt. Der zweite und dritte Teil der Arbeit handeln von dem Wert, den man den mit Barrettern gemachten Beobachtungen beimessen darf.

Zur Bestimmung der Amplitude und Dämpfung eines elektrisch schwingenden Systems wird der Barretter durch einen aus Induktanz, Kapazität und Ohmschen Widerstand bestehenden Kreis, den „Barretterkreis", meist unter Zwischenschaltung eines Meßkreises induktiv angekoppelt. Die Abhängigkeit der ermittelten Amplitude und Dämpfung von den im Barretterkreise bestehenden Induktanz-, Kapazitäts- und Widerstandsverhältnissen, von der Schwingungszahl des anregenden Systems, von der Koppelung usw. wird eingehend behandelt; der Verfasser kommt dabei zu folgenden Resultaten:

1. Das Resultat der Dämpfungsmessung ist unabhängig von dem Widerstand im Barretterkreis und von der Art des Barretters.

2. Bei Verstimmung des Barretterkreises gegen die übrigen mit Induktanz bei konstanter Kapazität erreicht die gemessene Dämpfung ein Minimum, wenn der Barretterkreis mit den übrigen in Resonanz ist

3. Die gemessene Gesamtdämpfung ist unabhängig von der im Barretterkreise vorhandenen Kapazität.

---

1) w_B = Barretterwiderstand; w = Vergleichswiderstand; w_3 w_4 = Verzweigungswiderstände.

4. Haben Barretterkreis und Meßkreis verschieden lange Eigenwellen, so tritt bei den mit ihnen aufgenommenen Dämpfungskurven eine Unsymmetrie ein, da die Resonanzerscheinung zwischen dem anregenden Kreis und dem Meßkreis, durch die Resonanz zwischen Barretterkreis und Meßkreis überlagert wird.

5. Bei fester werdender Koppelung übt der Barretterkreis eine Rückwirkung aus auf den Meßkreis die sich durch Verschiebung der Resonanzkapazität und durch Anstieg der Dämpfung anzeigt.

6. Die relative Empfindlichkeit der Barretter hängt von der Art des schwingenden Systems ab. W. K.

J. Würschmidt. Verh. D. Phys. Ges. **12**, 361, 1910. Über die Anregbarkeit von Entladungsröhren mit Glühkathode und ihre Verwendbarkeit für die drahtlose Telegraphie. Bei Verwendung glühender Oxydkathoden erhält man bekanntlich in Entladungsröhren Entladungen von sehr großen Stromstärken und Helligkeiten bei niedrigen Entladungspotentialen. Da zum Einsetzen einer Entladung eine höhere Potentialdifferenz erforderlich ist, als zum Unterhalten der bereits bestehenden Entladung, so setzt die Entladung häufig nicht selbständig ein. Statt aber zunächst die Entladung einer Influenzmaschine oder eines Induktoriums durch die Röhre gehen zu lassen und dann erst die niedrige Spannung anzulegen, kann man auf verschiedene andere Arten die zum Einsetzen der Entladung nötige Ionisation des Gases hervorrufen, wie in der vorliegenden Arbeit nachgewiesen wird.

a) Zunächst wird gezeigt, daß bei raschem Nähern oder Entfernen eines elektrisch geladenen Körpers oder beim Reiben eines Glas- oder Ebonitstabes in der Nähe der Röhre die Entladung hervorgerufen wird.

b) Ferner wird der Einfluß elektrischer Wellen eingehend untersucht, wobei sich folgende Resultate ergeben:

1. Die Wirkung der elektrischen Wellen beruht auf einem direkten Einfluß auf das verdünnte Gas selbst und nicht auf den Zuleitungsstromkreis.

2. Die Röhren sprechen bei den verschiedensten Schwingungsfrequenzen an; eine besonders gute Wirkung aber läßt sich erzielen, wenn man den Sender zunächst auf ein auf ihn abgestimmtes, von der Röhre isoliertes System und erst dieses auf die Röhre wirken läßt (z. B. Benutzung zweier Antennen).

3. Eine Entladungsröhre mit Glühkathode in den in der Arbeit

angegebenen und ähnlichen Anordnungen ist daher sehr gut geeignet, als Indikator für elektrische Wellen zu dienen; der dann auftretende starke Strom läßt sich dann ohne weiteres dazu verwenden, etwa durch einen Elektromagneten, sofort wieder eine Unterbrechung herbeizuführen.

c) Da demnach die elektrischen Wellen direkt eine Ionisation des Gases bewirken, so wurde im letzten Abschnitt gezeigt, daß alle Ionisatoren der Gase die Entladungsröhren zum Ansprechen bringen, wie Lichtstrahlen, Röntgenstrahlen und Radiumstrahlen.

(Über einschlägige frühere Versuche vgl. u. a. Joumann, Wien. Akad. **107**, 945, 1898 und Schulze, Sitz.-Ber. d. Ges. z. Bef. der ges. Naturw. zu Marburg, S. 178, 1906, und S. 171, 1907,) J. W.

C. Déguisne und **P. Ludewig.** Das Verhalten des Wehneltunterbrechers bei parallel liegender Kapazität (Phys. Ztschr. **11**, 337—339, 1910): Beim Betrieb eines Induktoriums mit Wehneltunterbrecher hat sich die Parallelschaltung einer Kapazität zum Wehneltunterbrecher deswegen nicht eingeführt, weil durch sie der an sich sehr steile Stromabfall des primären Stromes verlangsamt und dadurch die Sekundärspannung verringert wird. Die Verfasser untersuchen oszillographisch den bei der Parallelschaltung der Kapazität in den einzelnen Stromzweigen auftretenden Stromverlauf und finden, daß man es hier mit Übereinanderlagerung von Schwingungsvorgängen zu tun hat, die in den Stromkreisen auftreten, die die zum Wehnelt parallele Kapazität und die Selbstinduktionen der übrigen Strombahnen enthalten. Diese Schwingungsvorgänge treten mit Verkleinerung der Kapazität mehr und mehr zurück. Die Kurven sind in 7 Oszillogrammen reproduziert. P. Lg.

(Eingesandt 30. April 1910.)

James E. Ives. Die Wellenlänge und Obertöne eines linearen elektrischen Oszillators. In der „Physical Review" Februar 1910 hat Verfasser die Resultate einiger Experimente veröffentlicht, die angestellt wurden zur Bestimmung der Wellenlängen von drei kurzen linearen Oszillatoren 5, $7^1/_2$ und 10 cm lang. Der Gegenstand ist von Interesse, da heute zwei rivalisierende Theorien existieren: nach Abraham ist die Wellenlänge nur wenig größer als 2 mal die Länge des Oszillators; nach Macdonald beträgt sie 2,53 mal diese Länge. Die benutzten Oszillatoren bestanden aus Messingstäben

von 0,25 cm Durchmesser. Der Empfänger war gleichfalls ein linearer Oszillator, bestehend aus zwei Kupferdrähten, 0,0285 cm im Durchmesser, verbunden durch ein Thermoelement (Eisenkonstanten von 0,00208 cm Durchmesser), letzteres in Verbindung mit einem empfindlichen Galvanometer von niedrigem Widerstand. Es wurde gefunden, daß die scheinbare Wellenlänge des Oszillators (gemessen nach der Interferometermethode von Hull) abhing von der Länge des Empfängers, d. h. sie variierte von 8,6 bis 19,4 cm wenn der Empfänger in Länge von 3,3 bis 8 cm variierte. Der Empfänger von niedrigem Widerstand schwingt offenbar mit seiner Eigenperiode, und die Erregung in ihm ist daher die Resultante aus dieser und der erzwungenen Schwingung. Um diesen Effekt zu vermeiden, bleibt für einen Empfänger

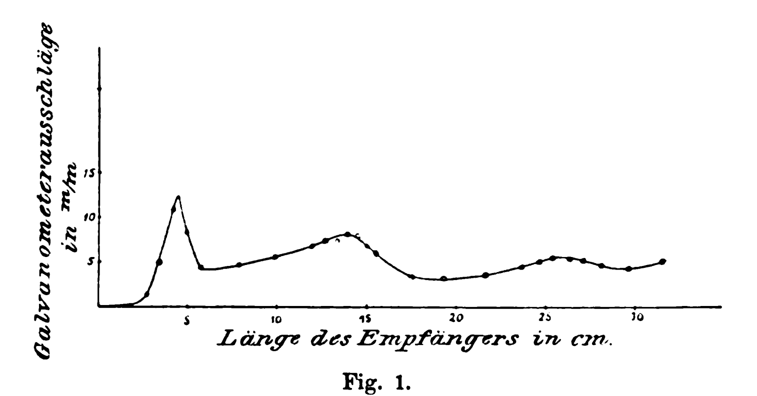


Fig. 1.

von niedrigem Widerstand nur der Weg, ihn auf den Sender abzustimmen, was aber Verfasser meistens als nicht sicher möglich fand. Unvollständiger Isochronismus muß aber natürlich die Messung sehr beeinträchtigen. Unter Benutzung des 5 cm-Senders wurde nun vom Empfänger, ursprünglich 33 cm lang, sukzessive kleine Teile abgeschnitten bis herunter zu 2 cm, und die Galvanometerausschläge gemessen. Es ergaben sich drei deutliche Maxima bei 25,7, 13,8 und 4,4 cm (s. Fig. 1). Bei 4,4 cm ist offenbar Resonanz mit dem Sender vorhanden. Daß diese Länge kleiner ist als im Sender führt Verfasser auf den hohen Widerstand der Eisen- und Konstantendrähte in ihrem mittleren Teil zurück. Die drei Maxima der Fig. 1 geben offenbar die Länge des Empfängers, wenn er in Obertönen schwingt, deren Frequenz gleich der des Senders ist. Seine Schwingungsform für die verschiedenen Längen $l = 4{,}4$, 13,8 und 25,7 cm ist in Fig. 2 ver-

anschaulicht. Mit größer werdendem l wird die Wirkung des hochohmigen Thermoelements geringer. Nach Abraham[1]) ist

$$\lambda_n = \frac{2l}{n}(1 + c_n \varepsilon^2)$$

wo

$$c_n = \frac{4,8 + 2\log_e n}{n}$$

und

$$\varepsilon = \frac{1}{4\log_e \frac{l}{b}}$$

b = Radius des Querschnittes des Oszillators.

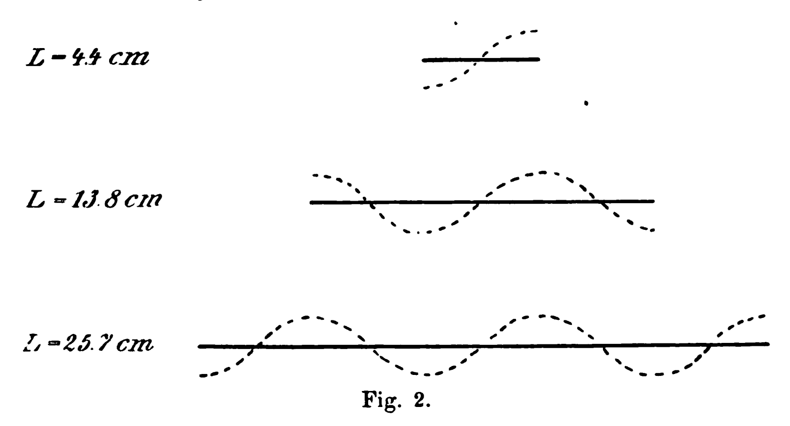


Fig. 2.

Für $l = 27,5$ haben wir $n = 5$ und $c_n \varepsilon^2 = 0,00178$, so daß

$$\lambda_n = 10,3 \text{ cm}$$

welche Wellenlänge wegen der Resonanz gleich derjenigen des Oszillators sein muß. Das liefert eine neue Methode zur Bestimmung der Wellenlänge von Oszillatoren kurzer Wellenlängen, die Verfasser die „Methode harmonischer Obertöne" genannt hat.

Soweit sorgfältigste Abstimmung möglich war, ergab sich für den 5 cm-Sender $\lambda = 10,2$ cm; nach Abraham ergibt sich für $n = 1$, $\lambda = 10,25$ cm; der Unterschied beträgt also weniger als 1 %.

Für den 10 cm-Oszillator ergab sich experimentell $\lambda = 20,8$ cm
nach der Theorie . . . . $\lambda = 20,36$ „ } Unterschied ca. 2 %

1) Ann. Phys. 66, 435, 1898.

Versuche mit geschlossenen Drahtschleifen als Empfänger zeigten, daß diese ebenso empfindlich wie offene Empfänger waren, vorausgesetzt, daß die Drahtschleife lang und eng und in der Richtung des elektrischen Feldes placiert war. E.

Max Wien. Phys. Ztschr. **11**, 282, 1910. Über den Einfluß des Metalls der Funkenstrecke auf die Frequenz elektrischer Schwingungen.

Es wird allgemein angenommen, daß die Frequenz eines Kondensatorkreises durch die Formel $n = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{1}{CL} - \left(\frac{W}{2L}\right)^2}$ (resp. meistens $n = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{1}{LC}}$) gegeben sei. Im Gegensatz dazu wird in dieser Arbeit bei Bestimmungen des Funkendekrementes vermittels der Resonanzmethode gezeigt, daß nicht nur das Dekrement, sondern auch die Frequenz in verhältnismäßig hohem Maße von dem Metall der Elektroden abhängt. Das Material der Elektroden war nicht nur auf die Breite, sondern auch auf die Lage der Resonanzkurve von Einfluß. Es ergab sich im besonderen, daß gegenüber Magnesium unter sonst gleichen Umständen bei den meisten anderen Metallen eine Verlängerung der Wellenlänge zu beobachten ist, die bei Silber unter Umständen die Größe von 1 Prozent und darüber erreichen kann. Obgleich diese Verlängerung der Wellenlänge stets Hand in Hand mit einer Vergrößerung des Dekrementes geht, so läßt sie sich aus ihr unter Annahme normaler Dämpfung nicht herleiten, sondern kann nur in einem anormalen, bei den einzelnen Metallen verschiedenen Abklingen der Schwingungen ihren Grund haben. Durch besondere Versuche wurde nachgewiesen, daß bei Magnesiumelektroden der Einfluß der Funkenstrecke auf die Frequenz sehr gering ist und kaum die Einstellungsfehler übersteigt; auch aus anderen Gründen eignet sich Magnesium ganz besonders als Material für Elektroden. E.

Das Babillie-System (The Electrician **64**, 520, 1910). Wir entnehmen der Elektrot. Ztschr. **31**, 407, 1910 folgenden Bericht: Das Neue des Systems besteht in einer Anwendung der rotierenden Funkenstrecke von Marconi auch für kleinere Stationen. Es wird an der Stelle des Funkenüberganges durch Rotation starker Luftdruck erzeugt, so daß der Funke rasch abreißt. Je nach der konstruktiven Ausfüh-

rung und dem Elektrodenabstand erhält man so in einer mit dem Primärkreise fest gekoppelten Antenne mehr oder weniger Einwelligkeit. Die Funkenstrecke besteht hier aus zwei äußeren, entsprechend der Rotationsrichtung gekrümmten Elektrodenkämmen und einem zwischen diesen rotierenden Rad mit aufgesetzten Zähnen. Das Rad hat eine Breite von etwa 10 cm. Die Funkenlänge beträgt bei einer 1 K.W.-Station 0,4 mm bei 2 K.W. 0,7 bis 0,8 mm. Das Rad rotiert so rasch, daß in einer Sekunde 300 bis 500 Unterbrechungen erfolgen, das heißt, man erhält im Empfangsapparat einen Ton. Da der Kondensator von einem Wechselstromgenerator mit 60 bis 120 Perioden aufgeladen wird, so überlagert sich dieser Ton den tiefen Periodenzahlen. Als Kondensatoren kommen 6 mm starke Glasplatten zur Verwendung, für 0,5 K.W. 0,002 Mikrofarad, für 1 K.W. 0,005 Mikrofarad und für 2 K.W. 0,01 Mikrofarad.

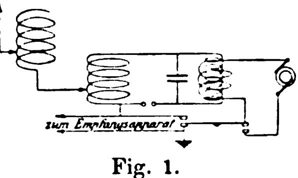


Fig. 1.

Die Selbstinduktionsanordnungen sind hier noch dieselben wie bei den ältesten Braunschen Stationen. Versilberte Kupferröhren auf Ebonitzylinder gewickelt. Es sind Spulen für einen Wellenbereich von 100 bis 2500 m vorgesehen. Die Schaltung ist die Braunsche (Fig. 1).

Die Empfangsschaltungen sind ebenfalls die üblichen von Braun. Der Detektor liegt entweder direkt in der Antenne oder in einem abgestimmten Sekundärkreise. Die Antenne wird entweder durch einen Drehkondensator gekürzt (kleine Wellen) oder durch einen parallel geschalteten Kondensator in ihrer Wellenlänge erhöht. Die Welle kann rasch und einfach von 100 m bis 4500 m geändert werden.

Der Detektor ist eine etwas andere Ausführung der bekannten Magnetdetektoren mit allen ihren Vorzügen und Nachteilen. Mehrere dünne Eisenkerne sind mit je einer Primärspule umwickelt, durch welche die Empfangsschwingungen gehen. Alle zusammen umgibt die Sekundärspule, an der das Telephon liegt. Die Eisenkerne rotieren in einem konstanten Magnetfelde derart, daß der durch sie gehende Kraftfluß sich kontinuierlich ändert. Die Windungen der einzelnen Kerne werden nun der Reihe nach an den Luftdraht gelegt, und zwar immer dann, wenn der Kraftfluß den kritischen Punkt der Hystereseschleife erreicht hat. Durch die Schwingungen wird in diesem Moment das Zurückbleiben aufgehoben, und in den sekundären Wickelungen sowie im Telephon entsteht ein Stromstoß. Die Selbstinduktion des

Detektors ist 80000 cm. Ein Uhrwerk treibt den ganzen Apparat.

Zum Schutz des Empfangsapparates gegen Störungen ist ein stark gedämpfter Kondensatorkreis vorgesehen, der die störenden Schwingungen absorbieren soll, so daß sie nicht in den Empfangsapparat gelangen.

A. M. (E.)

Wirkungsgrad bei Erzeugung von Schwingungen durch kurze Funkenstrecken (The Electrician **64**, 386, 1910). Ferner entnehmen wir aus Elektrot. Ztschr. **31**, 434, 1910 noch folgenden Bericht:

W. H. Eccles und A. J. Markower untersuchen den Wirkungsgrad einer Funkenstrecke, wie sie von Lepel verwendet. Sie besteht aus zwei wassergekühlten Kupferplatten, die ein bis zwei Papierringe voneinander trennen. Die Entfernung ist meist geringer als 0,1 mm; sie richtet sich nach der zugeführten Spannung und Stromstärke. Verwendet wird Gleichstrom (vorteilhaft nicht unter 500 V).

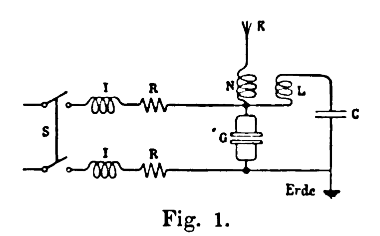


Fig. 1.

Fig. 1 gibt das Schaltungsschema: Es bedeuten J Drosselspulen, R Vorschaltwiderstand für den Gleichstrom. Primärer Kreis: LC und Funkenstrecke. Sekundärer Kreis: Antenne K, Selbstinduktionen NL, über den Kondensator C zur Erde. Die Antenne wird abgestimmt auf den Primärkreis. C ist groß, so daß die Verhältnisse in der Funkenstrecke fast nur vom Hochfrequenzstrom abhängen. Für die Bestimmung des Wirkungsgrades kam eine künstliche Antenne in Verwendung. Die Versuchsbedingungen waren:

$$L = 8{,}10^{-6} \text{ Henry}, \quad C = 0{,}04 \text{ Mikrofarad},$$
$$N = 171{,}10^{-6} \text{ Henry}, \quad K = 0{,}0019 \text{ Mikrofarad}.$$

Antennenwiderstand 38 Ohm, Welle 1020 m.

Es ergab sich folgende Tabelle:

Kurzschlußstrom	Betriebsstrom	η	η'
1,46	0,7 bis 0,9	0,489	0,144
1,46	0,8 „ 1,0	0,373	0,120
1,87	—	0,446	—
2,10	1,4	0,406	0,055
4,70	3,4	0,357	0,046
6,75	—	0,186	0,012

Kurzschlußstrom = Gleichstrom, wenn die Funkenstrecke kurzgeschlossen, η Verhältnis der im Antennenwiderstand verzehrten Energie (kalorimetrisch gemessen) zur zugeführten Gleichstromenergie ohne Berücksichtigung der Verluste, η' dasselbe einschließlich Verluste in *R*.

η wird um so kleiner, je größer der zugeführte Gleichstrom ist. Dies ist zurückzuführen auf die Schwierigkeit, den Bogen dann aktiv zu halten. Dieser verhältnismäßig schlechte Wirkungsgrad von nur 14 $^0/_0$ ergibt sich aus der Notwendigkeit, große Vorschaltwiderstände zu verwenden, der übermäßigen Erhitzung und Überlastung der Funkenstrecke und wohl auch aus der unrichtigen Antennenschaltung, indem die Antennenschwingungen gezwungen sind, auch durch den Primärkondensator zu gehen und dort Energieverluste erleiden. A. M. (E.)

(Eingesandt 25. Mai 1910.)

Autoreferat der Abh.: Ein einfaches elektrodynamisches Telephon. Phys. Ztschr. **11**, 460, 1910. Von M. Reinganum.

Ein elektrodynamisches Telephon einfachster Art erhält man, wenn man einen Mikrophonstrom durch eine sehr dünne Metallfolie gehen läßt, die sich in einem Magnetfeld befindet. Das Maximum der Schallwirkung wird naturgemäß erhalten, wenn die Magnetkraftlinien parallel der Folie verlaufen und die Stromlinien senkrecht schneiden (entsprechend dem Biot-Savartschen Gesetz). Anwendung eines kräftigen Elektromagneten gibt Wirkung, die in einem ganzen Zimmer deutlich gehört werden kann, selbst bei Folien von nur etwa 2 qcm Größe. Auch mit dem Feld eines kleinen permanenten Magneten ist die Sprachübertragung deutlich, wenn man das Ohr hinreichend nähert, oder den Schall mit Höhrrohr und Schlauch auf das Ohr überträgt. M. R.

G. Lange. Beiträge zur Kenntnis der Lichtbogenhysteresis. (Diss. Göttingen, 1909; Ann. d. Phys. **32**, 589—647, 1910.)

Die Charakteristik des Wechselstromlichtbogens wird auf Grund mannigfaltiger oszillographischer Messungen untersucht. Besondere Berücksichtigung finden folgende Einflüsse: 1. Dicke der Kohlestifte, 2. Umgebung der Elektroden mit verschiedenen Gasen, 3. Bogenlänge, 4. vorgeschaltete Selbstinduktion, 5. auf den Lichtbogen wirkendes Magnetfeld, 6. Gasdruck. Bei der Diskussion wird die Simonsche Lichtbogentheorie zugrunde gelegt, welche durch die Ergebnisse der

Versuche weitgehende Bestätigung findet. Es zeigt sich, daß Kohlen von 6 mm Durchmesser für die Untersuchungen am geeignetsten sind. Einbettung der Elektroden in Stickstoff macht den Lichtbogen exakten Messungen am besten zugänglich. In diesem Fall wurden die besten Übereinstimmungen mit der Theorie gefunden. Bei der Umgebung mit Wasserstoff bilden sich interessante Zwischenformen zwischen Glimmstrom- und Lichtbogenentladung aus, auch am Einschlußbogen werden eigenartige Charakteristiken gefunden und erklärt. Im Magnetfeld treten Erscheinungen auf, ähnlich der am Hörnerblitzableiter beobachteten. Sie werden an der Hand reichen Materials untersucht und erklärt. — Im theoretischen Teil der Arbeit wird die Simonsche Theorie diskutiert in ihrer Anwendbarkeit auf Lichtbögen verschiedener Länge. Quantitative Übereinstimmung der experimentell gefundenen Charakteristiken mit den nach Simon konstruierten läßt sich dann erzielen, wenn man eine besondere, durch die Theorie gerechtfertigte Modifikation der zugrundeliegenden statischen Charakteristik zuläßt. Der Einfluß der Konstanten C, Λ, σ in der Simonschen Gleichung für dynamische Lichtbogenvorgänge: $\sigma e i = C T F + \Lambda \frac{d T F}{d t}$ auf Form und Lage der Charakteristik wird diskutiert und aus der Theorie gedeutet.

Wegen der Einzelheiten der sehr mannigfaltigen Beobachtungen am Wechselstromlichtbogen muß auf die zahlreichen Abbildungen und Diagramme des Originals verwiesen werden. G. Lg.

(Eingesandt 15. Juli 1910.)

Apparat zur Bestimmung der Konstanten elekrischer Schwingungskreise (wie der Frequenz, Dämpfung usw.) mittels Nullmethoden.

Von **L. Kann.**

Der Aufforderung der Redaktion gerne nachkommend, will ich im folgenden eine kurze Darstellung der in der „Physikalischen Zeitschrift" (**11**, 503—507, 1910) veröffentlichten Anordnung zur Bestim-

mung der Konstanten elektrischer Schwingungskreise mittels Nullmethoden geben[1]):

Von den zur Bestimmung dieser Konstanten dienenden Ausdrücken, die — wie bekannt — aus den Differentialgleichungen zweier gekoppelter Kreise (des zu messenden Schwingungskreises und des Meßkreises) gewonnen werden, kommt für die Messung der Wellenlänge nach einer Nullmethode nur der der ponderomotorischen Wirkung der beiden Kreise aufeinander proportionale: $\int_0^\infty i_1 \, i_2 \, dt$ in Betracht, der eben im Falle der Resonanz Null wird.

Die Größe dieses Integrales nun wird durch eine Differenzmethode bestimmt, die allein die Anwendung eines sozusagen mechanisch-zwangläufigen Apparates ermöglicht und überdies auch noch die Dämpfung nach einer Nullmethode zu messen gestattet.

Die bedeutenden Vorteile solcher Nullmethoden, wie große Empfindlichkeit, Unabhängigkeit von Energieschwankungen usw., brauchen wohl nicht erst ausführlich angeführt zu werden.

Das Prinzip der Wellenlängenmessung nach dieser Methode mag wohl am besten direkt an einer typischen Ausführungsform erläutert werden, die in Fig. 1 schematisch dargestellt ist.

Der Apparat besteht im wesentlichen aus zwei gleich großen, durch eine Kapillare k verbundenen Kugeln K_1 und K_2. In jeder dieser Kugeln befinden sich je zwei tunlichst genau abgeglichene Hitzdrähte h_1 und h'_1, h_2 und h'_2.

Eine Druckverschiedenheit der Gasfüllungen der beiden Kugeln wird durch den kurzen Alkoholindex a angezeigt. Zwischen die Schenkel der Kapillare (oder zwischen die Kugeln) ist noch zwecks Druckausgleichs ein durch den Hahn H absperrbares Verbindungsrohr eingesetzt.

[Die größte Empfindlichkeit ergibt sich für eine bestimmte Dimensionierung und Anordnung aller Teile des Apparats: So sollen die Hitzdrähte möglichst tief in den Kugeln zu liegen kommen. Die Kugelform ist für die Gefäße die günstigste, weil sie bei einem ge-

1) Hier will ich auf Wunsch der Redaktion hinzufügen, daß die dort erwähnte Arbeit der Herren Mandelstam und Papalexi, den eigentlichen Ausgangspunkt zu meinem Apparat gebildet hat; letztere ist inzwischen in den Ann. d. Phys. 33, 490—516, 1910 erschienen (auf Wunsch der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie wurde die Veröffentlichung dieser den gleichen Gegenstand behandelnden Arbeit der Herren Mandelstam und Papalexi wegen schwebender Patentangelegenheiten hinausgeschoben. Die Redaktion.), ist aber demgemäß der meinigen als zeitlich vorausgehend zu betrachten. L. K.

gebenen Volumen die kleinste strahlende Oberfläche hat. Die Ausstrahlung kann noch weiter verkleinert werden, wenn die Kugeln doppelwandig gemacht und innen versilbert werden nach Art der Dewarschen Flaschen. Auch durch Evakuieren derselben bis zu einem gewissen Grade kann die Empfindlichkeit erhöht werden; zu welchem Zwecke der röhrenförmig verlängerte Hahnkegel noch mit einer senkrecht in den querlaufenden Verbindungsgang einmündenden Längsbohrung versehen ist, durch die der Apparat ausgepumpt werden kann. U. dgl. m.]

I und *II* sind aperiodische Kreise, die so angeordnet sind, daß sie sich gegenseitig möglichst wenig beeinflussen. Ihre Wechselstrom-

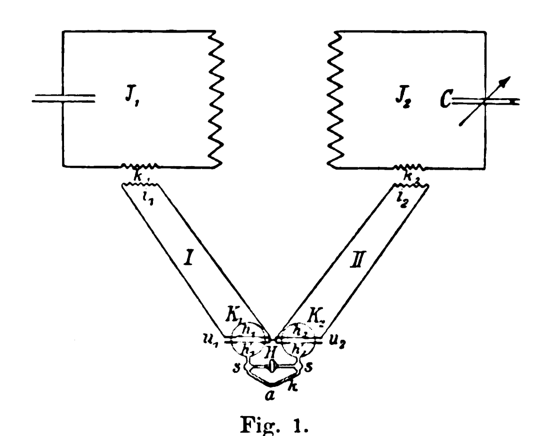


Fig. 1.

widerstände sind sehr groß im Vergleich mit ihrem Ohmschen Widerstand und somit auch mit dem der Hitzdrähte.

In *I* wird vom zu untersuchenden Schwingungskreise J_1 der Strom i_1, in *II* von dem mit J_1 entsprechend gekoppelten Meßkreise J_2 der Strom i_2 induziert.[1])

1) Hierbei sind die Koppelungen k_1, k_2 naturgemäß so lose zu wählen, wie es die Rücksicht auf einen günstigen Ausschlag des Index zuläßt. Die Größe der Koppelung selbst kommt dabei nicht weiter in Betracht, da sie nur auf den absoluten Wert der Ausschläge von Einfluß ist, nicht aber auf den relativen, auf den allein es hier ankommt.

Bei einer Veränderung dieser Koppelungen dürfen sich also die Kondensatorstellungen *C* nicht ändern, für welche der Ausschlag des Index seinen Nullwert oder seine Extremwerte erreicht, solange die Koppelung unterhalb der Größe bleibt, bei der sie schon die Konstanten der Schwingungskreise beeinflußt.

Daher wird der Wellenmesserkreis J_2 am besten schon in fixer Koppelung mit dem aperiodischen Kreise *II* geeicht.

Wie aus der Schaltung in der Fig. 1 ersichtlich, fließt durch h_2 der Strom i_1, durch h'_2 der Strom i_2 und durch h_1 der Strom $(i_1 + i_2)$; h'_1 führt in diesem Falle keinen Strom.

Sind die Hitzdrähte nun gut abgeglichen, so ist die der Gasmasse in K_2 zugeführte Wärmemenge in jedem Momente $pp \cdot (i_1^2 + i_2^2)$, die in K_1 aber $pp \cdot (i_1 + i_2)^2$ — ähnliches gilt selbstverständlich auch von den Wärmeverlusten —; die Differenz dieser Wärmemengen und die ihr entsprechende Druckdifferenz zwischen den beiden Kugeln wird demnach $pp \cdot [(i_1 + i_2)^2 - (i_1^2 + i_2^2)]$ also $pp \cdot (i_1 i_2)$. Und dieser Größe entspricht auch der Ausschlag des Index *a*.

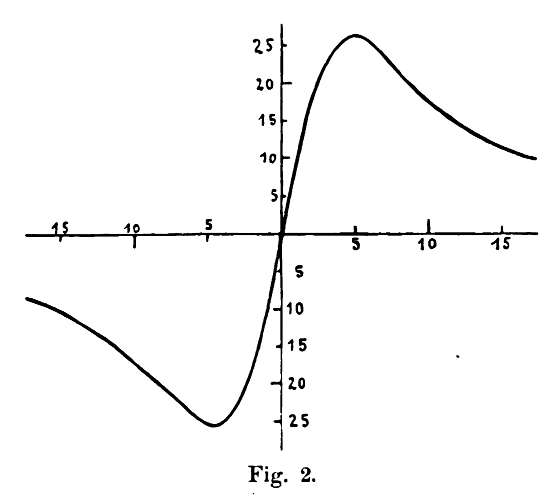


Fig. 2.

Wird nun der variable Kondensator *C* (Drehkondensator) des Meßkreises so eingestellt, daß der Ausschlag Null wird, so gibt nunmehr die bekannte Wellenlänge des Meßkreises die des zu untersuchenden Stromkreises J_1.

In der gleichen Schaltung erfolgt die Bestimmung der anderen Größen elektrischer Schwingungskreise, wie Selbstinduktion und Kapazität, und zwar mit außerordentlicher Genauigkeit — eine Folge der ganz besonders raschen Anderung der Größe des Ausdrucks $\int_0^\infty i_1 \, i_2 \, d\, t$ bei kleinen Verstimmungen aus der Resonanzlage [1]) im Zusammenwirken mit den oben erwähnten Vorteilen der Nullmethode.

1) Dies zeigt deutlich die Kurve der Fig. 2, in der als Abszissen die Werte des Ausdrucks: $100 \frac{C - C_r}{C_r}$ für die verschiedenen Kondensator-

Die zu messende Selbstinduktion z. B. bildet mit einer bekannten Kapazität den Schwingungskreis J_1. Der mit diesem gekoppelte Meßkreis J_2 (Wellenmesser) wird nun (in der Regel) durch Veränderung seiner Kapazität so eingestellt, daß der Ausschlag des Index *a* Null wird; d. h. die beiden Kreise werden in Resonanz gebracht. Aus der Wellenlänge des Wellenmessers ergibt sich dann ohne weiteres die Größe der zu bestimmenden Selbstinduktion.

Um auch die Messung der Dämpfung mittels Nullmethode durchzuführen, wird — nachdem die beiden Kreise in Resonanz gebracht worden sind — durch einfaches Umlegen eines doppelpoligen Schalters der Apparat entsprechend Fig. 3 geschaltet.

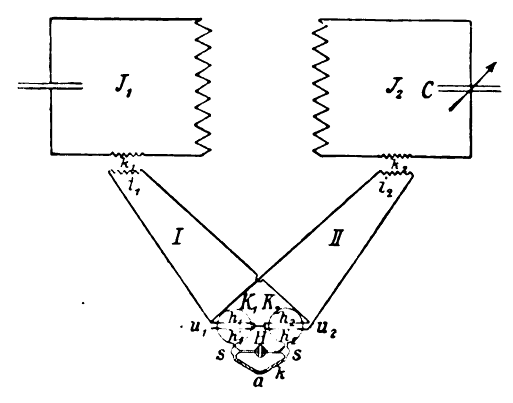


Fig. 3.

Jetzt fließt i_1 nur durch h_1 und i_2 nur durch h_2; h'_1 und h'_2 führen keinen Strom. Die natürlich sehr losen Koppelungen k_1 und k_2 werden so reguliert, daß der Index keinen Ausschlag zeigt, also die Stromeffekte auf beiden Seiten gleich sind.

Es soll nun die Dämpfung bestimmt werden aus der Halbierung des Stromeffektes i_2 durch Verstimmung des Meßkreises J_2.

Zu diesem Zwecke wird vorerst der Stromeffekt i_1 in K_1 auf den

stellungen (C), also die Verstimmungen des Meßkreises durch Veränderung der Kapazität in Prozenten des Resonanzwertes, und als Ordinaten die zugehörigen Ausschläge des Instrumentes aufgetragen sind.

Sie wurde aufgenommen bei einer Anordnung von folgenden Dimensionen: Wellenlänge = 800 m, Resonanz-Kapazität des Meßkreises C = 2600 cm, Summe der logarithmischen Dekremente beider Schwingungskreise = 0,130.

halben Wert gebracht, indem die Unterbrechungsstelle u_1 durch einen Stöpsel oder Schalter kurzgeschlossen wird. Dadurch verteilt sich nämlich i_1 auf h_1 und h'_1; und die in K_1 entwickelte Wärmemenge sinkt auf die Hälfte, denn sie ist nunmehr $pp \cdot \left[\left(\frac{i_1}{2}\right)^2 + \left(\frac{i_1}{2}\right)^2\right]$, also $pp \cdot \frac{i_1^2}{2}$.

Wird jetzt der Meßkreis J_2 durch Verstellung des Kondensators aus der Resonanzlage nach beiden Richtungen so weit verstimmt, bis der Index in die Null-Lage kommt, so ergibt sich die Summe der Dämpfungen (logarithm. Dekremente) des Meßkreises (Λ_2) und des zu untersuchenden Schwingungskreises (Λ_1) einfach aus diesen beiden Kondensatorstellungen (C_1 und C_2) und der Resonanzstellung (C_r) nach der bekannten Formel: $\Lambda_1 + \Lambda_2 = 1,57 \frac{C_1 - C_2}{C_r}$.

Hieraus ergibt sich meist sofort Λ_1, die Dämpfung des zu messenden Kreises; da Λ_2 wohl in der Regel bekannt ist. Ist dies nicht der Fall, so wird Λ_2 — bei genügend größerem Λ_1 — leicht bestimmt, indem C in der Resonanzlage belassen und die Halbierung des Stromeffektes i_2 dadurch bewirkt wird, daß man in J_2 so viel induktionsfreien Widerstand (w_0) einschaltet, bis der Index a auf Null zu stehen kommt. Dann ist meist genügend genau $\Lambda_2 = \frac{w_0 C}{150 \lambda}$; wo w_0 den Halbierungswiderstand (in Ω), C die Kapazität (in cm) und λ die Wellenlänge (in m) des Meßkreises bedeutet.

In gleicher Weise geschieht die Messung der Dämpfung von Isoliermaterialien für Spulen, Kondensatoren u. dgl., indem dieselben in entsprechender Form in den Kreis J_2 eingebracht werden. J_1 ist dann am besten ein reiner Stoßkreis.

(Eingesandt 5. August 1910.)

Mitteilungen aus der Praxis.

Die neuen Abstimmungs- und Messungsinstrumente des Marconisystemes.

Von **Thor. G. Thörnblad.**

(Schluß.)

E. Messung der wechselseitigen Selbstinduktion.

Wie soeben erwähnt, wird die wechselseitige Selbstinduktion zwischen zwei Spulen am größten, wenn deren Achsen in derselben Geraden liegen. Wir betrachten demnach den Fall, daß die wechselseitige Selbstinduktion zwischen zwei Spulen A und B gemessen

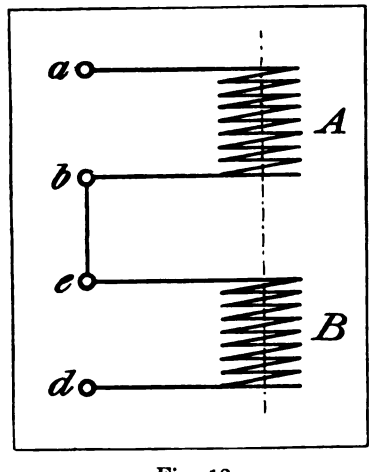


Fig. 12.

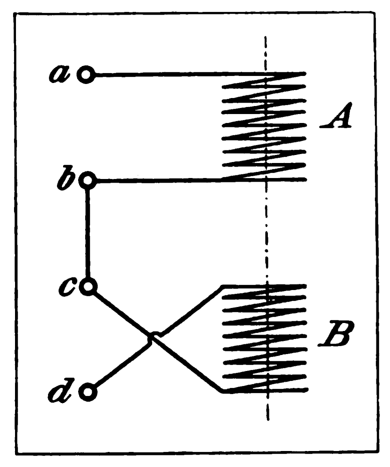


Fig. 13.

werden soll (Fig. 12). Diese werden in den Resonatorkreis nacheinander in Serie durch Anschluß an die Klemmschrauben a und b, resp. c und b, eingeführt. Das Verfahren bei der Messung von wechselseitiger Selbstinduktion ist in gewissem Grade in Übereinstimmung mit der Messung von einzelnen Selbstinduktionen. Wie vorher unter D angegeben, verschafft man sich einen Wert bezüglich der totalen Selbstinduktion des Systemes $A—B$; man führt also eine Bestimmung, mit

dem System A—B ausgeschaltet und dann mit demselben in das Dekremeter eingeschaltet, aus, wie Fig. 12 zeigt. Wir bezeichnen den gefundenen Wert dieser totalen Selbstinduktion mit S_1. Nach Umwechseln der Verbindungen zwischen der Spule B und den Klemmschrauben c und d (gleich Anordnung in Fig. 13), wird eine neue totale Selbstinduktionsbestimmung des Systems A—B ausgeführt. Diese gibt einen Wert S_2, kleiner als den vorhergegangenen. Zwischen der wechselseitigen Selbstinduktion, welche wir mit M bezeichnen, und S_1 und S_2 herrscht jetzt folgende Beziehung:

$$M = \frac{S_1 - S_2}{4} \tag{8}$$

woraus man M durch Einsetzen der Werte S_1 und S_2 bestimmen kann.

Mit Kenntnis der wechselseitigen Selbstinduktion kann nunmehr, falls wir dem Problem eine weitere Ausdehnung geben wollen, auch der Koppelungsgrad zwischen den beiden Spulen bestimmt werden, denn es gelten folgende Gleichungen:

$$S_1 = L_A + L_B + 2\,M \quad \text{(gilt für Fig. 12)} \tag{9}$$

$$S_2 = L_A + L_B - 2\,M \quad \text{(gilt für Fig. 13)} \tag{10}$$

wobei L_A die Selbstinduktion der Spule A und L_B die Selbstinduktion der Spule B ist. Aus den beiden soeben genannten Gleichungen erhält man

$$L_A + L_B = \frac{S_1 + S_2}{2} \tag{11}$$

Ferner gilt für den Koppelungskoeffizienten k folgende Gleichung:

$$k = \frac{M}{\sqrt{L_A \cdot L_B}} \tag{12}$$

Hierin wurde M soeben bestimmt. L_A wird in Übereinstimmung mit der Beschreibung unter D als einfache Selbstinduktion bestimmt. Der Wert L_A wird in der Formel (11) eingesetzt, in welcher vorher S_1 und S_2 bekannt waren, wonach also auch der Wert L_B erhalten wird. Sämtliche Werte, M, L_A und L_B sind also bekannt, so daß der Koppelungskoeffizient oder Koppelungsgrad eventuell in Übereinstimmung mit Formel (12) bestimmt werden kann.

F. Messung des Dekrements.

Es liegt die Aufgabe vor, mit Hilfe des Dekremeters das **Dekrement** oder die **Dämpfung** derjenigen elektrischen Oszillationen zu bestimmen, welche in einem Schwingungskreis bei der drahtlosen Telegraphie vor sich gehen. Wir können diesen Kreis mit X bezeichnen. Die Dekrementmessung basiert auf der Formel:

$$\delta_X + \delta_R = \pi \left(1 - \frac{\lambda_{res}}{\lambda_{dis}}\right) \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{\alpha_{res}}{\alpha_{dis}}\right)^2 - 1}} \qquad (13)$$

In dieser Formel bezeichnet

δ_X ... das Halbschwingungsdekrement für Schwingungen in dem zur Untersuchung vorliegenden Schwingungskreis X.

δ_R ... das Halbschwingungsdekrement für Resonanzschwingungen im Resonatorkreis des Dekremeters ($L_1 - L_2 - C - L_3$, Fig. 12).

λ_{res} ... die Wellenlänge für den Schwingungskreis X und folglich auch für den Resonatorkreis, wenn die beiden Kreise sich in Resonanz befinden.

λ_{dis} ... die Wellenlänge im Resonatorkreis, wenn derselbe bis zu einem gewissen Teil (4 $^0/_0$ bei diesem Dekremeter, jedenfalls nicht über 5 $^0/_0$) **außer** Resonanz mit dem Schwingungskreis X gebraucht worden ist.

α_{res} ... die Stromamplitude im Resonatorkreis **bei** Resonanz.

α_{dis} ... die Stromamplitude im Resonatorkreis **außer** Resonanz (Dissonanz).

Das Dekremeter des Marconisystemes ist nun so konstruiert, daß die Dämpfung des Resonatorkreises und dessen dadurch bedingtes Dekrement außer Rechnung gelassen werden kann, d. h. die Formel (13) kann folgendermaßen geschrieben werden:

$$\delta_X = \pi \left(1 - \frac{\lambda_{res}}{\lambda_{dis}}\right) \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{\alpha_{res}}{\alpha_{dis}}\right)^2 - 1}} \qquad (14)$$

Um nun das Dekrement δ_X des Schwingungskreises X zu bestimmen, ist es erforderlich, daß man einerseits $\frac{\lambda_{res}}{\lambda_{dis}}$ und andererseits $\frac{\alpha_{res}}{\alpha_{dis}}$ kennt.



$\frac{\lambda_{res}}{\lambda_{dis}}$. Mit Hilfe der konstanten und hinsichtlich ihres Wertes im vornherein bestimmten Selbstinduktion L_2 (Fig. 11) kann das Dekremeter bis 4% **außer** Resonanz mit dem Schwingungskreis X gebracht werden, unabhängig von demjenigen Werte C, den der regulierbare Kondensator zufällig besitzt; denn wenn $\lambda_{res} = k\sqrt{L \cdot C}$ ($L = L_1 + L_2 + L_3$ in Fig. 11) und $\lambda_{dis} = k\sqrt{(L - L_3) \cdot C}$, so wird:

$$\frac{\lambda_{res}}{\lambda_{dis}} = \sqrt{\frac{L}{L - L_3}} \tag{15}$$

Aus dieser Formel hat man demnach einen **konstanten** Wert für den Ausdruck $\frac{\lambda_{res}}{\lambda_{dis}}$ durch Einsetzen der Werte für L ($= L_1 + L_2 + L_3$) und L_3 erhalten, welche für jeden Dekremeter ein für allemal genau bestimmt sind.

$\frac{\alpha_{res}}{\alpha_{dis}}$. Dieser Ausdruck wird mit Hilfe des schiebbaren Kontaktes S des Tasters K und des Schalters AF bestimmt (Fig. 11). Wir weisen zuerst auf die Variation des Resonator- und Detektorkreises des Dekremeters hin, welche durch die soeben genannten Kontaktanordnungen zustande kommen kann. Bei der Bestimmung von $\frac{\alpha_{res}}{\alpha_{dis}}$ kommen Fall 2 und Fall 1 in der hiermit genannten Ordnung in Betracht. Vorausgesetzt, daß der Detektor H genügend großen Widerstand besitzt, so ist der Detektorkreis mit seinem Hörtelephon als ein Voltmeter zu betrachten.

Die Methode zur Bestimmung von $\frac{\alpha_{res}}{\alpha_{dis}}$ besteht nun darin, daß durch die Regulierung des Schiebkontaktes S die gleiche Tonstärke im Hörtelephon des Detektors erhalten wird, und zwar in den beiden Fällen, wenn

1. (Fall 2) der **Resonatorkreis** sich durch Ausschaltung der Selbstinduktion L_3 mit 4% **außer** Resonanz befindet, und der **Detektorkreis** die ganze Spirale $L_2' L_2''$ mit deren 32 Windungen enthält; und
2. (Fall 1) der **Resonatorkreis** sich durch Einschaltung der Selbstinduktionen L_3 **in** Resonanz befindet, und der Detektorkreis nur einen Teil der Spirale L_2'—S enthält.

Vorausgesetzt, daß das Potential längs der Spirale $L_2' L_2''$ kontinuierlich fällt — was auf die Genauigkeit in der Konstruktion beruht —, so sind die Stromamplituden α_{res} und α_{dis} umgekehrt proportional zu entsprechenden Teilen der Spirale, oder zu $L_2'—S$ und $L_2'—L_2''$, wenn der Ton im Telephon bei den beiden Resonanzzufällen am stärksten ist. Folglich:

$$\frac{\alpha_{res}}{\alpha_{dis}} = \frac{L_2' L_2''}{L_2' S} = \frac{32}{n} \tag{16}$$

in welcher n die variable Anzahl Windungen der Selbstinduktionsspirale ausdrückt, welche Anzahl von den jeweiligen Stellungen bestimmt wird.

$\frac{\alpha_{res}}{\alpha_{dis}}\left(= \frac{32}{n}\right)$ ist folglich der einzige Ausdruck der Formel (14), der variabel ist, weil ja $\frac{\lambda_{res}}{\lambda_{dis}}$ konstant ist. Diejenige Skala, die den verschiedenen Stellungen des Schiebkontaktes entspricht, ist im Werte von $0{,}04\,\pi \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{32}{n}\right)^2 - 1}}$ kalibriert worden. Mit Rücksicht hierauf wurde eine Dekrementtabelle aufgestellt, die direkt angibt, welches Halbschwingungsdekrement jeder Stellung des Schiebkontaktzeigers auf der Skala entspricht.

In Übereinstimmung mit dem Obengenannten kann nun eine Dekrementmessung folgendermaßen bewerkstelligt werden.

Der Deckel des Dekremeters wird geöffnet, und das Instrument in die Nähe desjenigen Kreises geführt, in welchem die elektrischen Schwingungen, deren Halbschwingungsdekrement zu suchen ist, stattfinden. Mit dem Schalter in der Lage A wird das Dekremeter nach den Schwingungen im gegebenen Kreis durch eine Variation des regulierbaren Kondensators abgestimmt, bis der verhältnismäßig stärkste Ton im Telephon hervortritt. An und für sich soll jedoch dieser Ton schwach sein. Eine gewünschte Abschwächung des Lautes wird dadurch erhalten, daß man nur das Dekremeter genügend weit von dem gegebenen Oszillatorkreis entfernt. Nach dieser Abstimmung wird der Taster abwechselnd niedergedrückt und losgelassen, und wird gleichzeitig der Schiebkontakt S variiert, bis gleich starke Signale im Telephon wahrgenommen werden. Wenn dies der Fall ist, beobachtet man die Stellung n des Schiebekontaktzeigers, und aus der Tabelle im

Deckel des Kastens wird der entsprechende Wert des gesuchten Halbschwingungsdekrementes abgelesen.

Dieselben Schwingungen können mit dem Schalter in der Lage F einer Dekrementmessung unterworfen werden. Man verfährt in analoger Weise: Mittels Drehung des Kondensators wird das Dekremeter nach den Schwingungen in dem gegebenen Kreis abgestimmt; man arbeitet mit schwachen Maximalsignalen; man variiert den Schiebkontakt S während des abwechselnden Niederdrückens und Loslassens

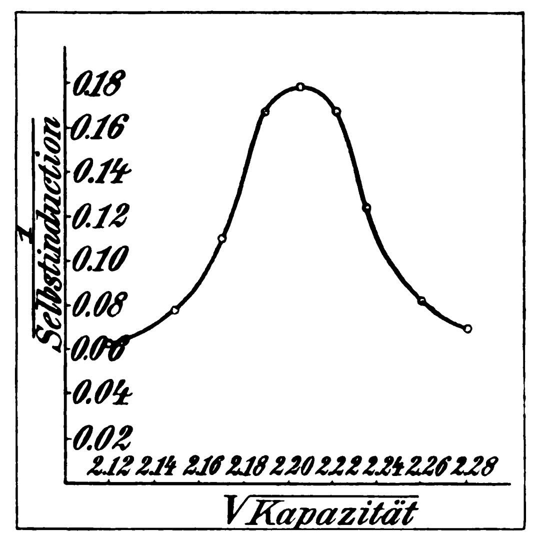


Fig. 14.

des Tasters, bis genau gleich starke Signale in einem wie im andern Falle wahrgenommen werden; dann wird die Stellung des Schiebkontaktzeigers abgelesen und mit Hilfe der Tabelle im Deckel wird der Wert des gesuchten Dekrements erhalten. Dieser Wert bezieht sich auf einen solchen Punkt der Resonanzkurve, welcher hinsichtlich des im voraus bestimmten Wertes sich auf entgegengesetzter Seite des Maximal- oder Resonanzpunktes befindet.

Hat man es mit sehr gedämpften Schwingungen oder gekoppelten Kreisen ohne deutlich unterscheidbaren Wellenlängen zu tun, so ist die jetzt erwähnte Methode mit der Manipulation des Tasters nicht so geeignet. Um in diesem Falle das Dekrement zu bestimmen, bevorzugt man, sich eine Resonanzkurve zu verschaffen. Weil das Dekremeter

eine solche kleine Dämpfung besitzt, daß dieselbe bei den fraglichen Messungen nicht in Betracht kommt, so kann jede Resonanzkurve, die mit Hilfe des Dekremeters erhalten wird, direkt dazu angewendet

Tabelle der Reziproken Werte.

Ablesung von der Skala	Reziproke Werte	Ablesung von der Skala	Reziproke Werte	Ablesung von der Skala	Reziproke Werte	Ablesung von der Skala	Reziproke Werte
1	1,000	9	0, 111	17	0,0588	25	0,0400
2	0,500	10	0, 100	18	0,0556	26	0,0385
3	0,333	11	0,0909	19	0,0526	27	0,0370
4	0,250	12	0,0833	20	0,0500	28	0,0357
5	0,200	13	0,0769	21	0,0476	29	0,0345
6	0,167	14	0,0714	22	0,0455	30	0,0333
7	0,143	15	0,0667	23	0,0435	31	0,0323
8	0,125	16	0,0625	24	0,0417	32	0,0313

Fig. 15.

werden, die approximative Dämpfung der zu untersuchenden Schwin gungen zu bestimmen. Man verfährt hierbei folgendermaßen: Durch den regulierbaren Kondensator C wird das Dekremeter nach dem-

Kapazität (jeweilige Stellungen des Kondensators)	**Selbstinduktion** (jeweilige Stellungen des Schiebkontaktes S, wenn der Ton im Telephon verschwindet	$\sqrt{\text{Kapazität}}$	$\frac{1}{\text{Selbstinduktion}}$
5,2	15	2,28	0,067
5,1	12	2,26	0,083
5,0	8	2,24	0,125
4,9	6	2,22	0,167
4,0	6	2,19	0,167
4,7	9	2,17	0,111
4,6	13	2,15	0,077
4,5	16	2,12	0,063

Fig. 16.

jenigen Schwingungskreis abgestimmt, der Gegenstand der Untersuchung ist. Danach wird der Zeiger S so eingestellt, daß der Laut im Telephon gerade wahrgenommen wird. In diesem Fall beobachtet man

die Stellungen des Kondensators und des Schiebkontaktes. Durch die Drehung des Kondensators in verschiedene Lagen, teils rechts, teils links von dieser Resonanzlage, und durch die Regulierung des Schiebkontaktes danach, bis der Ton im Telephon verschwindet, werden einige andere ähnliche Bestimmungen ausgeführt. Aus den erhaltenen Werten der Wellenlänge oder der Quadratwurzel aus der Kapazität, und denjenigen reziproken Werten der Selbstinduktion, die aus den Stellungen des Schiebkontaktes erhalten werden, wird die Resonanzkurve dann konstruiert (Fig. 14).

Zur Bequemlichkeit folgt mit jedem Instrument eine Tabelle der 32 reziproken Werte (Fig. 15) der Selbstinduktionsspule.

Nachstehendes Beispiel (Fig. 16) zeigt, wie das Kurvendiagramm erhalten wird.

Mit Hilfe dieser Werte wird nunmehr die Resonanzkurve in Fig. 14 erhalten, von welcher die Dämpfung für die Oszillationen im gegebenen Schwingungskreis auf gewöhnliche Weise approximativ ermittelt werden kann.

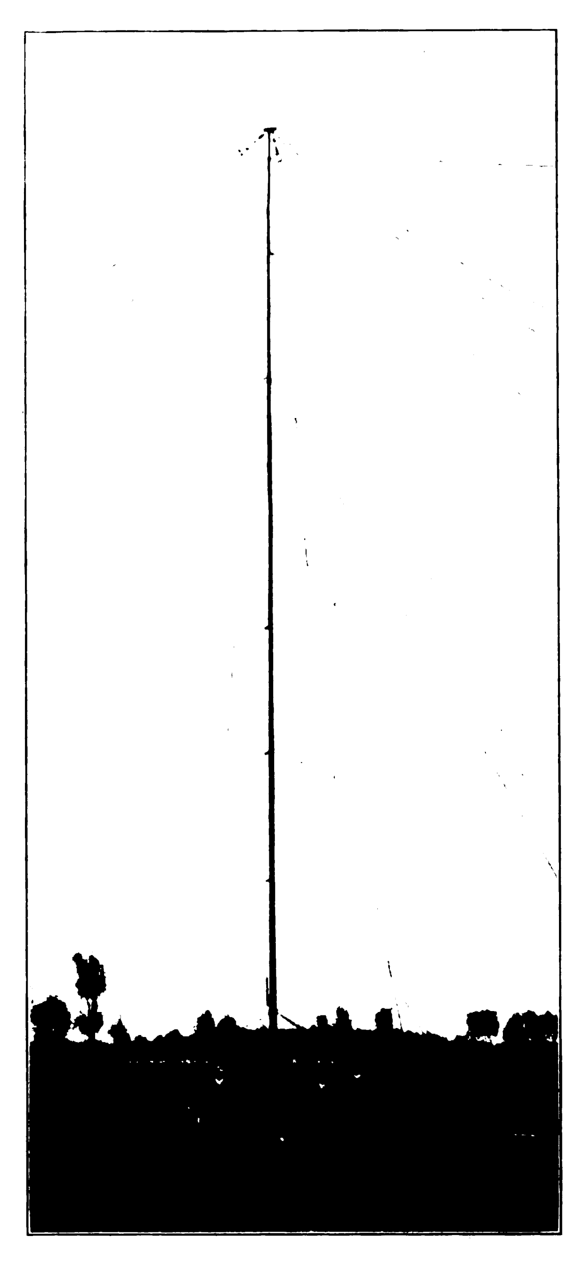
(Eingesandt 1. März 1910.)

Der Komet-Mast.

Seit vielen Jahren bemüht sich eine große Anzahl Konstrukteure eiserne, leichte Maste zu schaffen, die, der natürlichen Form eines Holzmastes entsprechend, von unten nach oben konisch verlaufend, diesen zu ersetzen imstande wären und außerdem dem Holzmast gegenüber den großen Vorteil leichterer Transportabilität aufweisen. Es sind im Laufe der Zeit die verschiedensten Konstruktionen auf den Markt gekommen[1]). Nach eingehendem Experimentieren und Studium ist es nun dem Ingenieur K. Nitschke gelungen unter voller Vermeidung aller Fehler der bisherigen Konstruktionen einen Rohrmast zu schaffen, der neben anderen Verwendungsarten besonders auch für Zwecke der drahtlosen Telegraphie allen Anforderungen gerecht wird, die man an ein solches Gebilde stellen kann.

Der Komet-Mast (hergestellt von der „Komet" Maste- und Hebezeugefabrik G. m. b. H. in Berlin) besteht aus Mannesmannrohren von kreisförmigem, quadratischem oder rechteckigem Querschnitt oder aus

1) Vgl. Jahrbuch **3**, 521. 1910.



im Querschnitt quadratischen oder rechteckigen Gitterrohren, die mit genügendem Spielraum teleskopartig ineinander gesteckt sind und von einer windenartigen Antriebsmaschine mittels eines elastischen Stahlbandes in die Höhe gewunden werden.

Außer dem sich naturgemäß verjüngenden Außendurchmesser der Rohre verringert sich auch die Wandstärke der Rohre nach der Spitze zu, so daß man im Komet-Mast einen in Wandstärke und Durchmesser sich verjüngenden Hohlkörper hat, der befähigt ist, dem Holzmast, respektive dem massiven Eisenmast durchaus ebenbürtige Eigenschaften zu zeigen.

Auf jedem Rohrstück sind drei Bunde aufgeschweißt. Der obere Bund dient außer zur Verstärkung der Rohrmündung als Widerleger für den zweiten Bund des nächsten Rohrstückes. Dieser zweite Bund

liegt ungefähr 25—30 cm vom untersten dritten entfernt und dient zur Hubbegrenzung, gemeinsam mit dem dritten Bund führt es das Rohr in den nächst tieferen.

Das Förderstahlband ist stufenartig abgesetzt und füllt den größten Durchmesser eines jeden Rohres aus, es wirkt, von unten angetrieben, als starre Schubstange, da es nach keiner Richtung ausweichen und knicken kann; in seiner Mittellinie sind in regelmäßigen Abständen Löcher angebracht, in welche die Zähne einer Reibungswalze eingreifen. Je nach Größe und Verwendungsart des Mastes wird das Stahlband in einer Dicke von 2—6 mm gewählt.

Sinnreiche Vorrichtungen sorgen dafür, daß die einzelnen Rohrstücke einander der Reihe nach folgen und ferner der Mast durch das Hochkurbeln in eine starre Stange verwandelt wird.

Für Zwecke der drahtlosen Telegraphie werden die Maste je nach der Höhe derselben ein- oder zweimal verseilt, die Verseilungen werden beim Hochkurbeln mitgenommen; langfristige Versuche mit dem Komet-Mast haben bewiesen, daß derselbe für diesen Zweck besonders geeignet ist, und zwar wegen seines leichten Gewichtes bei größter Stabilität, seiner hieraus hervorgehenden leichten Transportabilität und seines schnellen Aufstellens und Hochkurbelns.

In letzter Zeit wurden auch teleskopartig ineinandergesteckte Vierkantgittermaste nach dem gleichen Prinzip hergestellt. Diese Komet-Maste eignen sich besonders als stationäre Maste, sie sind leicht zur Verwendungsstelle zu transportieren und werden dort mittels Stahlbandes hochgekurbelt. Das Stahlband und der Auftriebsmechanismus können dann leicht entfernt werden. E.

(Eingesandt 10. Dezember 1910.)

Schiffahrtsnachrichten der Station Norddeich.

Die Station Norddeich wird von jetzt ab besonders eilige und wichtige Schiffahrtsnachrichten von den deutschen Küsten, wie das Vertreiben von Feuerschiffen usw. funkentelegraphisch mit 2000 m Wellenlänge verbreiten. Die Nachrichten werden vom Nautischen Departement des Reichs-Marine-Amts aufgegeben. Die erste funkentelegraphische Beförderung erfolgt so schnell als möglich nach dem Eingang des Telegramms in Norddeich. Die weiteren Beförderungen geschehen, solange es nötig ist, im Anschluß an jeden Zeitsignaldienst der Station gleich nach 1 Uhr mitteleuropäischer Zeit, mittags und

nachts oder beim Ausfall der Zeitsignale um 1 Uhr. Vor jedem Telegramme wird zwei Minuten lang das Achtungszeichen zu Abstimmungszwecken gegeben. Geschieht die Abgabe im Anschluß an den Zeitsignaldienst, so fallen die Achtungs- und Abstimmungszeichen weg. (E. T. Z. Heft 50, 1910.) E.

Einführung der drahtlosen Telegraphie in der österreichischen Handelsmarine.

Nach einer kürzlich erlassenen Verordnung müssen österreichische Handelsschiffe, die einen Passagierdienst von österreichischen Häfen über Gibraltar oder Aden hinaus unterhalten, auf fahrplanmäßigen Reisen mit Funkentelegraphenstationen ausgerüstet sein. Die Stationen müssen hinsichtlich ihrer Errichtung, ihres Betriebes und Personals der Verordnung des Handelsministeriums vom 7. Januar 1910 entsprechen, unter normalen Verhältnissen einen Telegrammaustausch auf mindestens 100 Seemeilen Entfernung gewährleisten und sollen vor allem dazu dienlich sein, über Anordnung des Kapitäns zu Rettungs- oder Sicherheitszwecken mit Küsten- oder anderen Bordstationen ohne Unterschied des Systems in Verkehr zu treten. Die k. k. Hafenämter und die k. k. Konsularämter sind befugt, den Schiffen, welche eine Reise mit Übertretung der vorstehenden Bestimmungen unternehmen wollen, die Beförderung von Passagieren zu untersagen. Diese Verordnung tritt ein Jahr nach ihrer Kundmachung in Kraft. (E. u. M. **28**, 1060, 1910). E.

(Eingesandt 27. Dezember 1910.)

Detektoren.

Detektoren der drahtlosen Telegraphie und Telephonie.

Von **Eugen Nesper.**

Die von der drahtlosen Sendestation ausgestrahlten elektromagnetischen Schwingungen, entsprechend den Zeichen des Morsealphabetes mittels des Tasters oder bei großen Stationen mittels des Tastrelais, setzen den auf den Sender abgestimmten Empfänger in maximale

elektrische Erschütterungen und müssen, da sie unseren Sinnesorganen nicht unmittelbar wahrnehmbar sind, durch Anzeigevorrichtungen kenntlich gemacht werden. Da letztere indessen in den meisten Fällen nicht die genügende Empfindlichkeit besitzen, um auf die Senderzeichen direkt anzusprechen, ist es erforderlich, durch Hilfsapparate, Detektoren oder Wellenanzeiger das Ansprechen herbeizuführen. Alle sog. Kohärer, Fritter, Radiokonduktoren usw. unterfallen dieser Bezeichnung.

Ein schematisches Bild der Verwendung des Detektors auf der Empfangsstation (für Hörempfang) zeigt Fig. 1, *a* ist der Luftleiter, *b* eine variable Induktanz, *c* ein veränderlicher Kondensator. Letztere beiden sind zur Abstimmung des Luftleiters vorgesehen. *d* ist der Detektor, der mit einem Fernhörer *e* und zur Erregung dieses mit einer Batterie *f* verbunden ist. Bei manchen Detektoren, die Gleichstrom leiten, muß man noch eine Drosselspule *h* einschalten.

Die Wirkung eines derartigen Hörempfängers ist folgende: Hat man auf der Senderstelle eine Funkenstrecke als Schwingungserzeuger, so reizen diese Schwingungen den Detektor, der beim Hörempfang nicht in einem einen Klopfer (Entfritter) bedürfenden Kohärer bestehen darf, und rufen in diesem ein knackendes oder zischendes Geräusch hervor, das entsprechend den Morsepunkten und -Strichen eine kürzere oder längere Dauer besitzt. Der das Telegramm Abhörende hat diese Geräusche zu registrieren und danach die Depesche aufzunehmen.

Wird beim Sender die Funkenzahl vermehrt — auf etwa 1000 bis 10000 Funken in der Sekunde[1]) — so geht das knackende Geräusch im Empfänger in ein tönendes Geräusch über, das sich in vielen Fällen gut aus atmosphärischen Störungen und anderen Funkentelegrammen heraushören läßt. Man nennt diesen Sender, der eine Art musikalischen Ton im Empfänger ergibt, „Tonsender".

Diese Tonwirkung kann auch gut erreicht werden, wenn man als Schwingungserreger einen Lichtbogengenerator (Poulsen) benutzt und die so erzeugten kontinuierlichen Schwingungen in geeigneter Weise, z. B. durch einen Unterbrecher, zerteilt. Die Abstimmschärfe eines derartigen tönenden Lichtbogensenders ist gegenüber dem gewöhnlichen Tonsender eine bessere, außerdem kann hierbei die Tonhöhe schnell reguliert werden.

Benutzt man das Lichtbogensystem ohne Unterbrecher, so erhält man im Empfangsdetektor (Thermodetektor) bei genügender Energie

1) Die Funkenzahl beträgt bei der gewöhnlichen Marconische Funkentelegraphie etwa 30 Funken in der Sekunde.

ein gleichmäßiges Rauschen, das beim Telegraphieren in, entsprechend den Morsezeichen, kurzen oder langen Impulsen zum Ausdruck gelangt.

Auf den für ungedämpfte Schwingungen besonders günstigen Tikkerempfang wird weiter unten eingegangen.

Bei manchen Detektoren (z. B. bei elektrolytischen mit eigener E.M.K.) kann das Elemenf *f* in Fortfall kommen. Vorteilhaft ist es meist, die Batterie oder das Element *f* mit einem regelbaren Widerstande zu vereinigen, um den Spannungsbetrag der Batterie beliebig variieren zu können (Potentiometer).

Will man auf der Empfangsstation die Zeichen aufschreiben, so kann man entsprechend den zur Anwendung gelangenden Detektoren

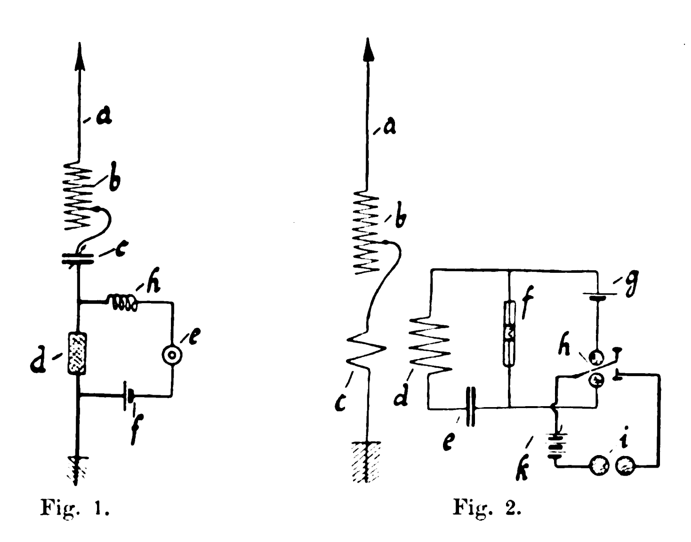


Fig. 1. Fig. 2.

entweder mit dem Kohärer-Morseschreiber oder mit dem Quecksilberkohärer-Siphonrekorder, oder mit dem Thermodetektor-Saitengalvanometer empfangen.

Der erstgenannte Schreibempfang, der zuerst von Marconi ausgebildet wurde, und der mit dem älteren Gewitterregistrierapparat von Popoff Ähnlichkeit hat, ist schematisch in Fig. 2 wiedergegeben. *a* ist die Empfangsantenne, *b* eine Abstimmspule, *c* die Primärwickelung eines Koppelungstransformators, *d* dessen Sekundärwickelung, *e* ein Kondensator, *f* ein Kohärer. Sobald letzterer durch die aufgenommenen elektromagnetischen Schwingungen (bei einem Radiotelegramm) leitend wird, schließt er einen aus einem Elemente *g* und einem Relais be-

stehenden Stromkreis; letzteres betätigt alsdann den Morseschreiber *i*. *k* ist eine Batterie.

Da der Kohärer nicht von selbst auf seinen anfangs hohen Widerstand zurückkehrt und, einmal erregt, wie ein metallischer Leiter wirkt, würde es mit dieser Einrichtung nicht möglich sein, Punkte und Striche des Morsealphabetes aufzunehmen. Der leitende Kohärer muß daher durch eine Klopfvorrichtung[1]) erschüttert werden, um wieder auf seinen anfänglichen stromlosen Zustand zurückzukehren.

Beim Quecksilberkohärer und einigen anderen Detektoren (z. B. elektrolytischen Detektoren) hat man zur Niederschrift des Telegramms ein Drehspulgalvanometer verwendet. Die Ablenkung der Drehspule wurde hierbei durch eine Schreibvorrichtung auf einem vorbeibewegten Streifen aufgezeichnet, so daß hierbei nicht Punkte und Striche wie beim Morseapparate, sondern spitzere oder flachere Hebungen und Senkungen entstanden.

Bei kontinuierlichen Schwingungen hat sich für Schreibempfang die Kombination Thermozelle-Fadengalvanometer gut bewährt.

Eine hierbei anzuwendende Schaltung gelangt in Fig. 3 zum Ausdruck. *a* bezeichnet wieder den Luftleiter, der in irgendeiner Weise mit Abstimmvorrichtungen versehen sein kann, *b c* den Koppelungstransformator, *d* einen Kondensator. Mit dem aus der Selbstinduktion *c* und dem Kondensator *d* gebildeten Resonanzsystem ist die aus Thermodetektor *e* und Blockierungskondensator *f* gebildete Kombination so verbunden, daß die kapazitive Spannung am Detektor gleich der selbstinduktiven Spannung ist. An dem Kondensator *f* ist das Fadengalvanometer *g* angeschlossen, das im wesentlichen aus einem außerordentlich dünnen Quarz- oder Metallfaden besteht, der in einem kräftigen Magnetfelde angeordnet ist. Durch einen mikrophotographischen Apparat werden die durch eine, senkrecht zur Fadenanordnung stehende Schlitzblende, abgeblendeten Fadenbewegungen auf einem lichtempfindlichen beweglichen Streifen fixiert.

Der hiermit erzielte Schreibempfangsstreifen ist dem beim Drehspulgalvanometer erhaltenen ähnlich.

Für die Praxis der drahtlosen Nachrichtenübermittelung kommt es bei der Beurteilung der Detektoren im wesentlichen auf folgendes an:

---

1) Der Klopfer ist in Fig. 2 nicht dargestellt: er liegt parallel zu den Unterbrecherkontakten von *h*.

a) Empfindlichkeit und Konstanz des Detektors. Unempfindlichkeit gegen luftelektrische Störungen.

b) Energieverbrauch.

c) Zuverlässigkeit des Arbeitens während des Betriebes.

d) Einfachheit in der Handhabung des Detektors und der zur Kenntlichmachung der elektromagnetischen Schwingungen dienenden Apparate.

e) Möglichkeit eines Anrufes und Verwendung des Detektors für Hör- oder Schreibempfang oder für beides.

f) Betriebsbereitschaft des Detektors, d. h. braucht der Detektor eine Klopfer- oder ähnliche Vorrichtung, um wieder betriebsbereit zu sein.

Solange Körnerkohärer und Mikrophonkontakte in Benutzung waren, gelang es wohl bei manchen Versuchen und Konstruktionen sehr empfindliche Kohärer herzustellen. Es war jedoch die Empfindlichkeit häufig nur zeitlich beschränkt und plötzlich wurde der Detektor ohne ersichtlichen Grund unempfindlich. Durch Einschluß des Detektors in ein evakuiertes Gefäß wurde zwar eine größere Konstanz der Empfindlichkeit erreicht, doch ließ diese in den meisten Fällen auch noch zu wünschen übrig. Unvergleichlich besser waren die elektrolytischen Detektoren, die mit flüssigen Elektrolyten arbeiteten. Hierbei ließ sich durch entsprechende Abmessung des Spitzenkontaktes eine sehr hohe Empfindlichkeit erzielen, die sich auch lange hielt, sofern der Detektor nicht elektrisch überreizt oder auf andere Art beschädigt wurde.

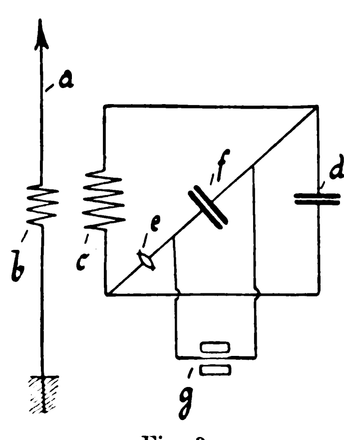


Fig. 3.

Einen hohen Grad von Empfindlichkeit und Konstanz wies der Magnetdetektor von Marconi auf, bei dem kein Verbrennen von Kontakten, Überreizung durch elektrische Wellen usw. eintreten konnte.

In neuerer Zeit haben sich gerade hinsichtlich ihrer hohen Empfindlichkeit und guten Konstanz Thermodetektoren und solche mit festen Elektrolyten bewährt, bei denen es außerdem ohne weiteres möglich ist, durch eine leicht zu bedienende Nachstellvorrichtung neue

Kontaktteile zu benutzen und damit, falls der Detektor, z. B. durch Erschütterung, unempfindlich geworden sein sollte, wieder auf seinen früheren Grad der Empfindlichkeit zu bringen. Bei Thermodetektoren ist zudem die Konstanz bei hoher Empfindlichkeit eine recht gute.

Vorzüglich, sowohl hinsichtlich der Empfindlichkeit, als auch der Konstanz verhält sich der Poulsensche Tikker. Dieser Nachweisapparat für elektromagnetische Schwingungen, namentlich solcher kontinuierlichen Form, ist wohl der empfindlichste der bisher bekannten Detektoren und bei sachgemäßer Ausführung auch derjenige Indikator, der die größte Konstanz besitzt. Es sind Fälle in der Praxis vorgekommen, bei denen der Tikker bei täglich achtstündigem Betriebe wochenlang benutzt wurde, ohne daß die Empfindlichkeit nachgelassen hätte und ohne daß es einer Einstellung seiner kontaktgebenden Teile bedurft hätte.

Wichtig ist es für die Empfindlichkeit, ob mit gedämpften (diskontinuierlichen) oder ungedämpften (kontinuierlichen) Schwingungen gearbeitet wird. Im letzteren Falle muß der Detektor die aufeinanderfolgenden Schwingungen summieren, um die Wirkung zu ergeben. Es sind für diesen Fall in der Hauptsache nur sogenannte integrierende Detektoren (Thermodetektoren und Tikker) anwendbar.

Hinsichtlich des Energieverbrauches zeigen ebenso wie in den anderen Punkten die verschiedenen Detektoren ein voneinander abweichendes Verhalten. Es kommt hierbei nicht nur auf den Detektor an, sondern auch auf die Art der Koppelung des Detektors mit dem Empfangssysteme und die Größen der anderen Schaltmittel (namentlich Blockierungskondensator) und der Indikationsapparate, sowie, ob mit kontinuierlichen oder diskontinuierlichen Schwingungen gearbeitet wird.

Der Körnerkohärer stellt im Ruhezustande einen fast unendlich hohen Widerstand dar, der bei Erregung auf wenige hundert Ohm herabgeht. Da die Erregung vermutlich nicht plötzlich vor sich geht, sondern ein langsames Anschwingen der Energie wahrscheinlich ist, ist der Energieverbrauch bei den meisten Frittern nicht vernachlässigbar klein.

Bei den elektrolytischen und Thermodetektoren kann der Energieverbrauch noch größer sein, wenn nicht durch besondere Schaltungsmöglichkeiten dafür gesorgt wird, daß der Detektor den Empfangskreis weniger stark dämpft. Die Gasdetektoren scheinen sich hinsichtlich der Energieaufnahme nicht günstig zu verhalten; wahrscheinlich findet eine erhebliche Elektrisierungsarbeit in den Gasschichten statt.

Am besten von den bisher bekannten Detektoren und Nachweis-

apparaten hinsichtlich des Energieverbrauches verhält sich der Tikker, der bei richtigem Ausschwingen der beweglichen Elektrode (Peitsche) und guten Kontaktstellen nahezu ideal arbeitet und am besten die elektromagnetische Energie der aufgenommenen Schwingungen dem Fernhörer oder einem anderen Anzeigeapparat zuführt.

Über die Zuverlässigkeit der einzelnen Detektoren im Betriebe ist schwer allgemein etwas zu bemerken, da es sich hierbei sehr wesentlich um die Güte der Herstellung handelt.

Leicht zu Störungen neigend sind indessen alle Kohärenzdetektoren, da bei diesen, wie schon oben bemerkt, mit manchen Zufälligkeiten zu rechnen ist, die bisher noch nicht genügend erkannt sind. Der Magnetdetektor und der Tikker arbeiten bei entsprechender Ausführung mit guter Zuverlässigkeit sowohl bei festen, als auch bei beweglichen Stationen. Zudem ist es, wenigstens bei dem letzteren Nachweisapparate leicht möglich, sich durch eine Kontrolleinrichtung jederzeit von dem guten Arbeiten zu überzeugen.

Auch die elektrolytischen und Thermodetektoren sind in der gegenwärtigen Ausführung auf einen befriedigenden Grad von Betriebssicherheit angelangt. Indessen spielt bei diesen der Berührungsdruck der Elektroden trotz federnder Aufhängung und Kompensation der Wärmeausdehnung eine nicht unerhebliche Rolle und es ist, namentlich für fahrbare Stationen, schwer, die richtige Konstruktion zu finden. Am besten scheinen sich hierbei Konstruktionen mit leicht nachstellbaren Elektroden zu bewähren, bei denen die aktiven Teile besonders leicht ausgeführt sind.

Bei Gasdetektoren ist die Betriebssicherheit heute noch nicht genügend groß, da es, um die nötige Empfindlichkeit zu erzielen, erforderlich ist, das Ionen ausstrahlende Material stark zum Glühen zu bringen und es hierbei leicht vorkommen kann, daß eine Zerstörung der glühenden Elektrode eintritt.

Die Einfachheit in der Bedienung und leichte Auswechselbarkeit ist bei den in der drahtlosen Telegraphie praktisch angewendeten Detektoren heute schon ziemlich weit vorgeschritten. Körnerkohärer können leicht ausgewechselt werden, indem sie in entsprechend gestaltete federnde Halter eingesetzt werden. Eine Empfindlichkeitsregelung erfolgt am besten durch Drehen und dadurch veränderten Druck der Kohärerkörner.

Bei den heute nicht mehr gebräuchlichen Mikrophonkontakten, bei den Thermodetektoren und den elektrolytischen Detektoren ist die Auswechselbarkeit ebenfalls leicht möglich, indem der Detektor mit

Federkontakten versehen wird. Die Nachstellbarkeit kann bei diesen Detektoren durch Drehung meistens nur einer Schraube ohne weiteres erfolgen.

Der Magnetdetektor nimmt einen ziemlich großen Raum in Anspruch und wird daher meist als selbständiger Empfangsapparat durch Schraubkontakte und biegsame Leiter mit der übrigen Empfangsapparatur verbunden. Eine Nachstellung ist hierbei im allgemeinen nicht erforderlich, sondern höchstens eine Veränderung der Umdrehungszahl seines Antriebsmotors.

Bei den Tikkern hat es sich besonders gut bewährt, diese stöpselbar mit dem Empfänger zu verbinden. Die Nachstellung des die Tikkerpeitsche antreibenden Wagnerschen Hammers ist hierbei überaus einfach, indem sie durch eine Schraube mit feinem Gewinde, bzw. durch Verstellung der Kontaktbügel bewirkt wird.

Für die Beurteilung der Einfachheit bei der Bedienung der Indikationsinstrumente ist es wesentlich, ob diese für Hör- oder Schreibempfang eingerichtet sind.

Beim Hörempfang sind im allgemeinen nur ein oder mehrere Telephone vorhanden, die außer der richtigen Membraneinstellung keiner weiteren Bedienung bedürfen.

Beim Schreibempfang unter Verwendung eines Körnerkohärers ist nicht nur der Morseschreiber und das Relais, sondern auch noch der Klopfer einzustellen. Hierfür und namentlich bei beweglichen Stationen sind Personen erforderlich, die über eine große Geschicklichkeit und Übung verfügen.

Einfacher gestaltet sich die Bedienung des Siphon-Rekorder-Schreibers nach Lodge-Muirhead, da hierbei das Relais und der Klopfer fortfallen und nur ein Drehspulgalvanometer mit Schreibapparat zu bedienen ist.

Einfach in der Bedienung, wenn auch gewisse Kenntnisse photographischer Natur voraussetzend, ist der heute vielfach gebräuchliche Lichtschreiber mit Fadengalvanometer. Hierbei fällt Relais und Klopfer fort. Es ist an deren Stelle der Faden des Galvanometers einzustellen, eine Beleuchtungslampe für die mikrophotographische Einrichtung einzuschalten und der photochemische Teil des Apparates zu bedienen.

Hierbei spielen außerdem noch die Temperatur, Erschütterungen usw. eine gewisse Rolle, die das Arbeiten mit dem Lichtschreiber, wie z. B. in fahrbaren Stationen, bei Frost oder auf Schiffsstationen bei hohem Seegange erschweren können.

Die Möglichkeit eines Anrufes ist in vorzüglicher Weise beim

Körnerkohärer vorhanden, da der im Telegraphierraume befindliche Beamte an dem Geräusche des Klopfers — sofern der Empfänger richtig abgestimmt ist — erkennen kann, daß Zeichen ankommen.

Der Körnerkohärer ist ferner für Schreibempfang sehr geeignet, indem infolge Benutzung des Relais (verhältnismäßig hohe Stromstärke durch den Fritter hindurch) ein Morseschreiber betätigt werden kann. Auch der Quecksilberkohärer ist für Schreibempfang geeignet.

Die elektrolytischen Detektoren und Thermodetektoren eignen sich wegen der geringen durch sie hindurchgehenden Stromstärke nicht für einen Schreibempfang mit Morseschreiber. Hingegen sind gewisse Ausführungen wohl imstande, den Faden eines Saitengalvanometers zu betätigen und auf diese Weise einen sogenannten photographischen Schreibempfang herbeizuführen. Mittels dieser Apparate ist es daher auch sofort möglich, einen sichtbaren Anruf zu erzielen. Will man hingegen einen hörbaren Anruf konstruieren, so stellen sich dem insofern Schwierigkeiten entgegen, da besondere Hilfsapparate, wie Selenzellen u. a. m. erforderlich sind.

Der Tikker, Magnetdetektor und Gasdetektor sind bisher praktisch nur für Hörempfang gebaut worden, indessen ist bei ersterem die Möglichkeit eines Schreibempfanges im Prinzip keineswegs ausgeschlossen.

Da vielfach ein Aufzeichnen des Telegramms gewünscht wird, um stets ein schriftliches Belegexemplar des Telegrammes zu besitzen, sind früher in die Empfangsstation elektrolytische Zellen und Magnetdetektoren für Hörempfang und Fritter-Morseschreiber für Anruf und Schreibempfang in die Station eingebaut worden. Neuerdings ist insofern eine Änderung eingetreten, als für den Hörempfang Tikker und für den Schreibempfang Thermodetektoren mit Lichtschreiber gern benutzt werden. In Amerika wird ausschließlich mit Hörempfang allein gearbeitet und man begnügt sich, eine Kontrolle dadurch herbeizuführen, daß man mehrere Telegraphisten gleichzeitig das Telegramm abhören und aufzeichnen läßt.

Detektoren, die sich für Hör- und Schreibempfang bewährt haben, sind insbesondere die Thermodetektoren (Gleichrichter).

Der für den Anruf günstig wirkende Klopfer stellt als Hilfsapparat für den Körnerfritter eine Erschwerung dar. Mit Ausnahme der Körnerfritter sind sämtliche anderen Detektoren selbst entfrittend, d. h. sie kehren, ohne daß ein Klopfer oder eine ähnliche Vorrichtung wirkt, auf ihren ursprünglichen Widerstand zurück und sind fähig,

neue Zeichen aufzunehmen. Dies ist für abgestimmte Telegraphie von besonderem Werte, da der Detektor in seinen elektrischen Eigenschaften definiert ist und sofort bei Erregung anspricht.

2. Kohärenzdetektoren.

a) Kohärer mit Metallkörnern.

Das Kohärenzphänomen besteht darin, daß bei Kohärern mit Metallkörnern zwischen zwei Elektroden aufgespeichertes Metallpulver unter Einwirkung elektrischer Wellen leitend wird und somit befähigt sind, einen Stromkreis zu schließen. Diese Erscheinung wurde 1838 von Munck af Rosenschöld festgestellt. Im Anschluß hieran erschienen die Arbeiten von Calzecchie-Onesti und Hughes. Später wurden die ersten Kohärer von Branly (1890) und Lodge konstruiert. Diese bestanden aus einer aus nichtleitendem Material hergestellten Röhre, in der zwischen zwei Metallelektroden Metallkörner, wie sich solche beim Feilen ergeben, aufgeschichtet waren. Mit den Elektroden war z. B. eine elektrische Batterie und eine Klingel verbunden.

Im Ruhezustande ging durch den Kohärer kein Strom hindurch und die Klingel sprach nicht an. Der Widerstand des Kohärers war fast unendlich groß. Wurde jedoch der Kohärer von Wellen getroffen, so ging sein hoher Widerstand herab und der durch ihn hindurchfließende Strom brachte die Klingel zum Ansprechen. Um den früheren stromlosen Zustand wieder herzustellen, genügte es, den Kohärer zu klopfen und ihn somit zu entfritten.

Eine einwandfreie Erklärung des Kohärenzphänomens ist bisher nicht gegeben worden. Der Grund des Phänomens dürfte jedoch in einer feinen Ionisation zwischen den Körnern zu suchen sein. Von dem von manchen Experimentatoren behaupteten Auftreten kleiner Fünkchen zwischen den Körnern kann jedenfalls keine Rede sein, denn bei den großen Entfernungen zwischen Sende- und Empfangsstation und den geringen Wirkungsgraden sind die Strömungen im Empfänger in ihrer Größenordnung viel zu klein, um Funken zu erzeugen.

Es ist eine außerordentlich große Anzahl von Kohärerkonstruktionen bekannt geworden. Im folgenden sollen nun einige der wichtigeren beschrieben werden.

Marconi war wohl der erste, der dem Kohärer kleine räumliche Abmessungen gab, um die Kapazität des Detektors möglichst zu verkleinern und den Empfangsapparat handlich zu gestalten.

Seine Anordnung gibt Fig. 4 wieder. *a* ist ein mit Ansatz *b* versehenes Glasrohr, das luftleer gemacht werden kann. In diesem Glasrohre sitzen zwei Metallelektroden *c*, zwischen denen sich das lose aufgeschichtete Metallpulver befindet. *d* sind die Verbindungen der Elektroden mit dem Empfangssysteme.

Die Metallelektroden *c* waren bei den früheren Marconi-Detektoren aus oberflächlich amalgamiertem Silber und die Körner aus Nickel sowie Silberspänen hergestellt.

Die keilförmige Gestaltung der Elektroden war zum Zwecke der Empfindlichkeitsregulierung vorgesehen. Liegen die Körner im weiten Teile des Keilspaltes, so ist ihr Druck aufeinander und die Anzahl der Kontakte geringer und der Kohärer spricht schwerer an, als wenn die Körner im engen Teile aufeinander liegen. Diese Gestaltung wurde von den meisten anderen Experimentatoren nachgemacht.

Der Marconische Detektor war nicht leicht auswechselbar. Die funkentelegraphische Abteilung der Allgemeinen Elektrizitäts-Gesellschaft (Slaby-Arco) gab daher ihren Kohärern die Gestaltung der Fig. 5, eine Form, die heute noch von der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie angewendet wird.

Die Empfindlichkeitsregelung, die bei den obigen Keilspaltfrittern durch einfache Drehung bewirkt wird, suchte Blondel dadurch herbeizuführen, daß er die Elektrodenröhre mit einem U-förmigen Ansatzrohre verband, in dessen abwärtsgebogenem Teile er einen Vorrat von Feilspänen anhäufte. Man konnte hierdurch willkürlich den Körnerbestand zwischen den Elektroden verändern und damit, ohne den Kohärer zu zerstören, die Empfindlichkeit beliebig einregeln.

Ein ähnlicher Kohärer, wie der von Blondel angegebene, wurde von Ducretet lange Zeit angewendet. Auch er, wie alle Konstrukteure von Kohärern, hatte bei seiner Ausführung in der Hauptsache auf Empfindlichkeitsregelung und Konstanz des Kohärers Wert gelegt. Fig. 6 zeigt die Möglichkeit des Nachfüllens bzw. Entfernens von Kohärerkörnern und die Anbringung eines kleinen Beutels *a*, der mit Chlorcalcium, bzw. Calciumkarbid gefüllt wurde, um das Innere trocken zu halten. *b* sind zwei in das Kohärerinnere ragende Platindrähte als Elektroden.

Über die Körner ist schwer etwas Allgemeines auszusagen. Viele Experimentatoren empfehlen Feilspäne aus oxydierbaren und nicht oxydierbaren Metallen, wie z. B. aus Legierungen von Nickel und Silber oder Kupfer. Um ein Klemmen der Körner zu verhindern, dürfen diese nicht zu lang und müssen möglichst scharfkantig sein.

Die Auswahl der Körner erfolgt am besten mittels Sieben. Gut soll das Sieb Nr. 120 sein (120 Öffnungen auf den Quadratzoll).

Die Elektrodenflächen, zwischen denen die Körner aufgeschichtet sind, sollen fettfrei, metallisch rein und Hochglanz poliert sein.

Die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie hat neuerdings, namentlich für Schreibempfang auf große Entfernungen, Aluminium-Gold-kohärer benutzt, bei denen die eine Elektrode aus Gold oder Silber, die andere Elektrode aus Aluminium und das Frittpulver aus Gold oder Silber oder deren Legierung besteht. Die beste Empfindlichkeit

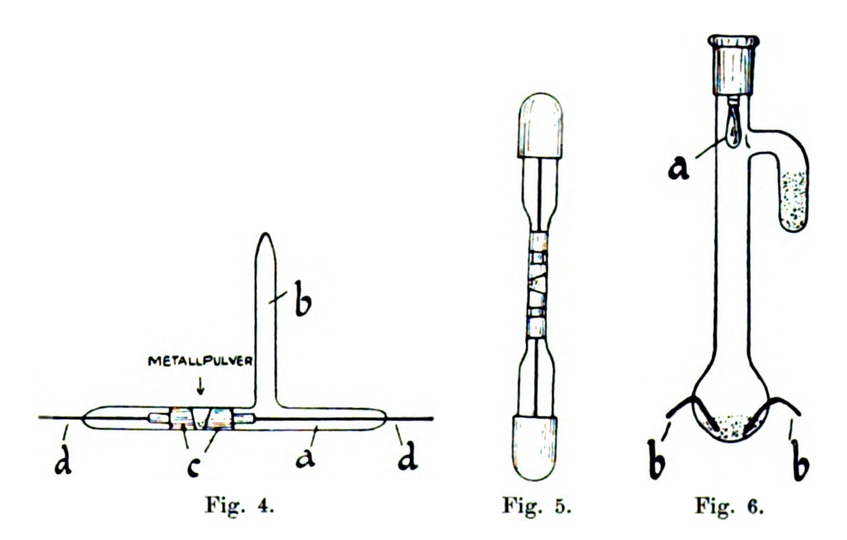


Fig. 4. Fig. 5. Fig. 6.

eines derartigen Kohärers soll bei einer Elementspannung von 1,3 bis 1,5 Volt vorhanden gewesen sein.

Von weiteren Kohärern mit Empfindlichkeitsregelung sind die Konstruktionen von Koepsel und Boas zu erwähnen.

Bei beiden werden die Elektroden gegeneinander verstellt und damit der Körnerdruck und die Zahl der Kontakte variiert.

Bei der Konstruktion von Boas (Fig. 7) ist die Kohärerröhre auf einer Seite von einer biegsamen Metallmembrane verschlossen, gegen die von innen durch eine Feder der eine Elektrodenhalter gepreßt wird, während von außen durch eine Schraube mit feinem Gewinde gedrückt wird. Es sind auf diese Weise geringe Verschiebungen der Elektroden gegeneinander möglich. Das Innere ist luftleer gemacht.

Es sind noch die Kohärer mit magnetischer Regelung zu er-

wähnen, obwohl diese schon historisch geworden sind und heute in der Praxis keine Anwendung mehr finden.

Die frühere Gesellschaft für drahtlose Telegraphie Professor Braun und Siemens & Halske G. m. b. H., hat eine Konstruktion längere Zeit im Betriebe auf ihren Stationen angewendet, die Fig. 8 schematisch wiedergibt. Die eine Elektrode *a* eines Kohärers *b*, der mit paramagnetischen Körnern gefüllt ist, ragt zwischen die Pole eines kreisförmig gebogenen Magneten *c*. Letzterer ist mit einer am Rande mit Zähnen versehenen Scheibe *d* fest verbunden, die durch

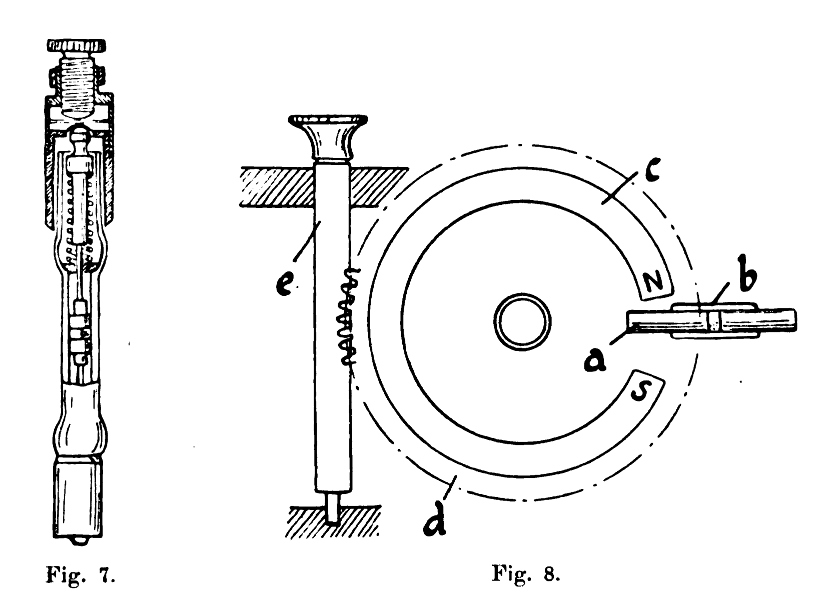


Fig. 7. Fig. 8.

eine Schraube *e* gedreht werden kann. Hierdurch wird die Lage der Magnetpole *N* und *S* zur Elektrode *a* und damit die Empfindlichkeit des Kohärers beliebig eingeregelt, indem die eine Elektrode *a* in dem einen oder anderen Sinne mehr oder weniger stark magnetisiert wurde.

Auch die magnetischen Kohärer von Turpain, Brown, Tommasina, Lodge-Muirhead und anderen gehören heute nicht mehr zu den lebensfähigen Konstruktionen, da sie für die drahtlose Praxis viel zu verwickelt sind und zu unsicher arbeiten.

Außer den Metallkörnerkohärern sind noch solche bekannt geworden, bei denen zwischen den Elektroden größere Metallstücke und Kugeln benutzt wurden.

Orling und Braunerhjelm brachten in eine luftleer gepumpte Röhre Metallkugeln zwischen zwei an den Enden der Röhre befindlichen Elektroden. Die Empfindlichkeit eines derartigen Kohärers hängt angeblich nur vom Kugeldrucke ab, der bei der genannten Konstruktion durch ein Neigen der Röhre verändert werden kann. Um zufällige Druckänderungen auszuschließen, war der Kohärer kardanisch aufgehängt.

Bei einem anderen Kohärer derselben Experimentatoren waren zwei Reihen von übereinanderliegenden Kugeln vorgesehen. Beide Anordnungen waren praktisch nicht brauchbar, weil erstens Metallkugeln für einen empfindlichen Kohärer nicht in Betracht kommen und zweitens keine genügend sichere Einstellung möglich war.

Auch die Kohärer mit mehr als zwei Elektroden haben keine praktische Bedeutung erlangt und sollen hier nur der Vollständigkeit wegen erwähnt werden.

Einen Kohärer mit drei Elektroden hat Ducretet vorgeschlagen, wobei die beiden äußeren Elektroden miteinander verbunden waren. An diese Verbindung wurde der Luftleiter und der Batteriestromkreis einseitig angeschlossen, während an die mittlere Elektrode der andere Pol und die Erde angeschlossen war.

Bei einem Dreielektrodenkohärer von Berner war die eine Elektrode durch eine nichtleitende Schicht in zwei Teile geteilt.

Von allen angeführten Kohärerkonstruktionen hat sich die von Marconi angegebene Form in der Praxis am besten bewährt.

b) Mikrophonkontakte, Oxyd- und Kohlekohärer.

Die Fähigkeit des Mikrophonkontaktes auf aus der Ferne ohne Leitungsdraht übertragene elektromagnetische Impulse anzusprechen, wurde schon 1879 von D. E. Hughes gefunden. Dieser Mikrophonkontakt bestand aus Koks oder Kohle in Verbindung mit poliertem Stahl und wurde leitend, sobald elektromagnetische Impulse auf ihn einwirkten. Diese Wirkung der Leitung wurde am Geräusche des mit dem Mikrophonkontakte verbundenen Fernsprechers abgehört. Der Nichtleitungszustand stellt sich, ohne zu klopfen, hierbei von selbst wieder her, was jedoch nicht der Fall war, wenn zwei Metallkontakte Verwendung fanden.

Es ist bemerkenswert, daß Hughes diese Wirkung des Kohärenzkontaktes als einen thermoelektrischen Effekt bezeichnete, wobei er hinzufügte, daß die Wirkung bei Einschaltung eines Elementes in den

aus Mikrophonkontakt und Galvanometer hergestellten Kreis besser würde, da dann der Mikrophonkontakt als Relais wirkte.

Nach diesen Versuchsanordnungen von Hughes sind die Mikrophonkontakte lange Zeit in Vergessenheit geraten, bis für die Empfangszwecke der drahtlosen Nachrichtenübermittelung E. Thomson eine ähnliche Einrichtung konstruierte.

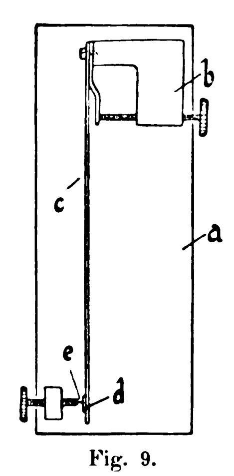


Fig. 9.

Thomson legte einen blanken Metallring auf zwei Metallkeile und einen Kohlekeil derart, daß der Ring auf den Schneiden der Keile auflag. Metallkeile und Kohlekeil wurden mit der Luftleitererdung verbunden, während parallel hierzu der Empfangsfernsprecher lag. Die Membran des letzteren wurde durch eine kleine Wechselstrommaschine in Schwingungen versetzt, so daß an der Tonverstärkung sich die aufgenommenen Schwingungen kenntlich machten.

Die Anordnung war selbstentfrittend.

Von den vielen bekanntgewordenen Mikrophonkontakten hat sich der von Koepsel angegebene Kontakt allein längere Zeit in der Praxis behauptet.

Die Anordnung gibt Fig. 9 schematisch wieder.

Auf eine Grundplatte *a* ist ein aus isolierendem Material bestehender Halter *b* aufgeschraubt, der mit einer verstellbaren Blattfeder *c* verbunden ist. An dem in der Figur dargestellten unteren Ende trägt die Blattfeder eine kleine isolierte Stahlplatte *d*, die mit einer Kohle- oder Graphitspitze *e* Kontakt macht. Durch eine Mikrometerschraube kann der Kontaktdruck verändert werden.

(Fortsetzung folgt.)

Patentschau.

Von **H. Eales.**

Verfahren und Einrichtungen zur Erzeugung elektrischer Schwingungen.

Durch das D. R. P. Nr. 220271 der C. Lorenz A. G. ist eine Hochfrequenzstrecke geschützt, bei welcher eine oder beide Elektroden aus mit Metallzusätzen versehenem Graphit oder Kohle bestehen. Hierdurch wird bezweckt, den Graphit- oder Kohleelektroden eine bessere Leitfähigkeit zu geben.

Das D. R. P. Nr. 226465 von Dr. W. Burstyn betrifft ein Verfahren zur Herstellung von mit Kühlkanälen versehenen scheibenförmigen Metallelektroden für Schwingungserzeuger. Es besteht darin, daß die Scheibe zur Oberfläche parallele Bohrungen vom Rande her erhält, die miteinander geeignet verbunden und bis auf die Zu- und Abflußöffnungen für die Kühlflüssigkeit verschlossen werden. Dies kann entweder (nach Fig. 1) durch Stöpsel (*s*) erfolgen oder durch einen den Rand der Scheibe umgebenden rohrförmigen Mantel (*r* in Fig. 2). Zwecks schnelleren Wärmeausgleichs können die Wände der Kanäle auch mit Rippen oder Gewinden versehen werden.

Nach dem D. R. P. Nr. 222832 der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie wird zur Ausführung des Wienschen Verfahrens zur

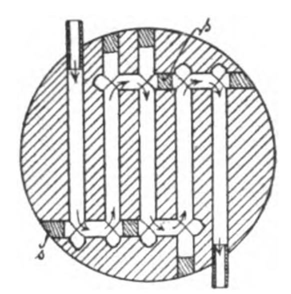


Fig. 1.

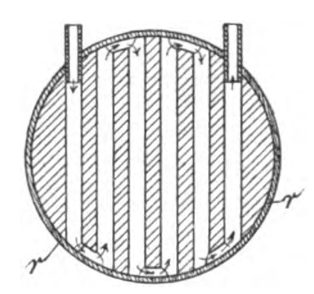


Fig. 2.

Erzeugung von elektrischen Schwingungen mittels Wechselstrom von hoher Periode ein Speisewechselstrom benutzt, dessen Stromkurve in einer von der üblichen Sinuslinie abweichenden Form derart verläuft, daß die funkenlosen Pausen zwischen den Entladungszeiten mindestens so groß sind wie diese Entladungszeiten. Dadurch findet die Telephonmembran auf der Empfangsstation genügend Zeit, in ihre Ruhelage zurückzuschwingen, ehe von neuem Wellen eintreffen, und dies hat zur Folge, daß erstens die maximalen Amplituden des schwingenden Teiles des Indikationsinstruments größer werden und daß zweitens die Töne nicht nur lauter, sondern vor allem auch reiner werden. Zur Erzeugung einer derartigen Stromkurve wird eine Maschine benutzt, die einen Rotor mit Klauenfeld besitzt, bei dem die Abstände zwischen den einzelnen Klauen mindestens zweimal so groß sind wie die Breite der Klauen beträgt.

Das D. R. P. Nr. 229144 der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie betrifft ein Verfahren zur Regelung der Intensität von

Radiosendern, bei denen ein Erregerkreis mit schnell erlöschender Funkenstrecke benutzt wird. Es besteht darin, daß in den Erregerkreis eine Dämpfung eingeschaltet wird. Hierzu wird ein regelbarer Ohmscher Widerstand benutzt; die Regelung der Intensität kann auch durch Fester- oder Losermachen der Verbindung zwischen Erregerkreis und Widerstand erfolgen.

Siegfried Arndt in Braunschweig hat ein Patent unter Nr. 222021 erhalten auf eine Vorrichtung zur Stoßerregung für die Erzeugung schwach gedämpfter elektrischer Drahtwellen. Sie besteht aus einem offenen Schwingungskreis (l in Fig. 3), welcher an die eine Elektrode (a) eines Generators für elektrische Schwingungen angeschlossen ist. Letzterer besteht z. B. aus einer Flüssigkeitsanode (a) und einer

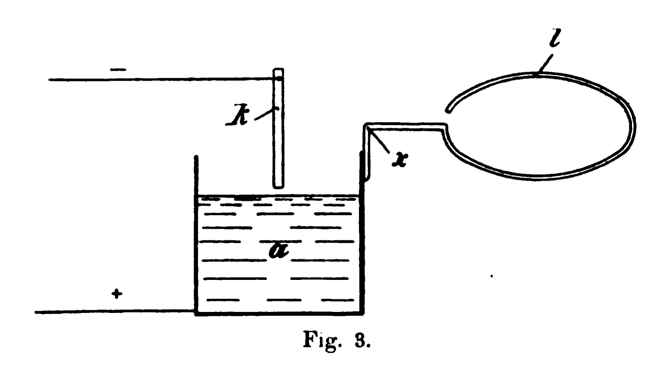


Fig. 3.

Metallkathode (k); statt der Flüssigkeitsanode kann aber auch eine Metallelektrode gewählt werden. Durch die Entladungen an der Funkenstrecke des Generators wird der offene Schwingungkreis (l) in elektrische Schwingungen versetzt. Die Wellenlänge, mit der er schwingt, ist lediglich bestimmt durch die Abmessungen des Kreises, vorausgesetzt, daß bei x ein scharfer Knick, also eine möglichst vollkommene Reflexionsstelle angeordnet ist. Die Wellenlänge kann durch Verwendung verschiedener Kreise beliebig verändert werden. Die mit dieser Vorrichtung erzeugten Schwingungen eignen sich, da nur scharf begrenzte Wellen von einer bestimmten Länge auftreten und die Schwingungen vollkommen unabhängig von irgend welchen Dämpfungsänderungen an der Funkenstrecke sind, ganz besonders zu Messungen von Dielektrizitätskonstanten, Absorption und anormaler Dispersion, sowie zur Bestimmung des Leitvermögens. Die Wellenlängen, die mit ihnen erreicht werden können, gehen bis zu 10 cm herunter.

Die Einrichtung der Badischen Anilin- und Soda-Fabrik in Ludwigshafen a. Rh. zur Erzeugung elektrischer Schwingungen von hoher Periodenzahl, über die bereits im Jahrb. **2**, 228 nach der gleichen britischen Patentschrift berichtet wurde, hat nunmehr auch in Deutschland zur Patenterteilung unter Nr. 221975 geführt. Die Anordnungen selbst sind dort bereits durch Zeichnungen wiedergegeben worden. Die Patentansprüche lauten folgendermaßen:

1. Einrichtung zur Erzeugung elektrischer Schwingungen von hoher Periodenzahl mittels elektrischer Lichtbögen, gegen die ein Gasstrom geblasen wird, dadurch gekennzeichnet, daß die Elektroden oder das Gebläse derart gestaltet sind, daß der Lichtbogen durch den Gasstrom von der Stelle, an der er sich bildet, sofort weggeblasen wird, so daß er sich möglichst stets an einer anderen Stelle wieder bilden muß.

2. Ausführung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die Elektroden derart angeordnet sind, daß die Gase in dünner Schicht von verhältnismäßig großer seitlicher Ausdehnung zwischen denselben hindurchstreichen.

3. Ausführung nach Anspruch 1 und 2, dadurch gekennzeichnet, daß der Gasstrom infolge tangentialer Führung eine rotierende Bewegung ausführt.

Das D. R. P. Nr. 224481 der Firma Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin betrifft ein Verfahren zur Erzeugung von kontinuierlichen elektrischen Schwingungen mit Hilfe eines Lichtbogens. Es besteht darin, daß der Lichtbogen durch die von ihm erwärmte Luft verlängert und durch konisch gestaltete Elektroden zum Abreißen gebracht wird, während ein aus Kapazität und Selbstinduktion bestehender, parallel zum Lichtbogen liegender Schwingungskreis diese Unterbrechungen steuert. Die eine oder beide Elektroden können dabei als Hohlkörper ausgebildet sein und sich teilweise umschließen. Außerdem können aber auch die eine oder beide Elektroden mit einer flüssigen Wasserstoffverbindung umgeben oder angefüllt sein, durch deren Verdampfung eine zusätzliche Blaswirkung auf den Lichtbogen ausgeübt wird.

Auch das D. R. P. Nr. 224390 von R. Goldschmidt und M. Philipson in Brüssel betrifft ein Verfahren zur Lichtbogenbildung zwecks Erzeugung elektrischer Wellen. Der Lichtbogen wird dabei zwischen zwei als Elektroden wirkenden Flüssigkeitsfäden erzeugt, welche sich dauernd selbst erneuern, und deren Abstand mit großer Genauigkeit nach Belieben geregelt werden kann; die zur Erzeugung telegraphischer oder telephonischer Zeichen erforderlichen Unter-

brechungen werden dabei durch mechanische, magnetische oder elektrische Beeinflussung der flüssigen Elektroden selbst hervorgerufen.

Durch D. R. P. Nr. 228988 ist der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie ein Einfach- oder Serien-Hochfrequenzgenerator geschützt worden. Im Gegensatz zu den bekannten Hochfrequenzgeneratoren mit zwischen benachbarten Elektroden liegenden Glimmerringen sollen bei dieser Anordnung die distanzierenden Isolationsmittel unter Übergehung der benachbarten zwischen der ersten und dritten, zweiten und vierten usw. Elektrode angeordnet werden. Die Isoliermittel können dabei als konzentrische Ringe ausgebildet werden. Durch diese Anordnung der distanzierenden Isolationsmittel wird deren spezifische Belastung heruntergesetzt, da die Länge der Isolationsmittel bedeutend vergrößert ist. Außerdem wird gleichzeitig der Widerstand der auf dem Isolationsmittel sich bildenden dünnen Metallschicht bedeutend vergrößert.

Durch die Patente Nr. 201279, 204997, 212051 und 212501 sind der Badischen Anilin- und Sodafabrik in Ludwigshafen a. Rh. Verfahren zur Herstellung langer, beständig brennender Lichtbogen geschützt, welche z. B. zur Ausführung chemischer Gasreaktionen bei hoher Temperatur dienen sollen. Nach dem Zusatzpatent 219416 sollen nun die nach dem Hauptpatent hergestellten Lichtbögen zur Erzeugung von Wechselströmen oder variierenden Strömen hoher Periodenzahl verwendet werden.

Durch das Patent Nr. 217731 nebst Zusatzpatenten Nr. 218215 und 218216 sind der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie Verfahren geschützt worden, um den Koppelungsgrad zwischen zwei abgestimmten Schwingungskreisen konstant oder nahezu konstant zu halten, wenn die Schwingungszahl beliebig verändert wird. Nach dem Hauptpatent sollen die Kapazitäten der beiden Kreise konstant gemacht und die gesamte Selbstinduktion des ersten Kreises bei allen vorkommenden Wellenlängen zur galvanischen Koppelung benutzt werden, während der übrige Teil der Selbstinduktion des zweiten Kreises nicht zur Koppelung dient. Beide variable Selbstinduktionen sollen dabei durch eine Bewegung im richtigen Verhältnis geändert werden. Die beiden Zusatzpatente bilden weitere Ausbildungen dieses Verfahrens. So soll z. B. nach D. R. P. Nr. 218216 nicht die ganze Selbstinduktion des Primärkreises zur Koppelung benutzt werden, sondern nur ein Bruchteil, wobei die Veränderung der primären Selbstinduktion und der Koppelungsselbstinduktion stets nach gleichen Prozentsätzen erfolgt.

Das D. R. P. Nr. 228365 von R. A. Fessenden betrifft eine

Einrichtung zur Erzeugung von Wechselströmen von sehr hoher Frequenz. Sie ist dadurch gekennzeichnet, daß eine Wechselstrommaschine von an sich bereits sehr hoher Frequenz einen Induktionsmotor treibt, dessen Anker als Induktor einer zweiten Wechselstrommaschine ausgebildet ist. Auf diese Weise wird eine Wechselstrommaschine von hoher Frequenz, bis 250000 Wechsel pro Sekunde, erhalten, deren einziger beweglicher Teil aus einer glatten und auf einer kurzen biegsamen Welle angeordneten Stahlplatte besteht. Die Anordnung zeichnet sich somit durch größte Einfachheit und gedrängten Bau aus und ist, da der Antrieb vollkommen gleichmäßig um den Ankerumfang verteilt ist, von Vibrationen und Verlusten infolge Luftreibung möglichst frei.

Eine Einrichtung zur Erzeugung elektrischer Stoßladungen betrifft das D. R. P. Nr. 223497 der Firma „Gesellschaft für drahtlose Telegraphie und Telephonie System S. Eisenstein" in St. Petersburg. Es stellt ein Zusatzpatent zu D. R. P. Nr. 220842 dar. Nach diesem soll der Schwingungsprozeß durch ein in den Schwingungskreis eingeschaltetes Gleichrichterventil nach der ersten halben Schwingung zum Abreißen gebracht werden. Nach dem Zusatzpatent nun soll ein Ventil zur Anwendung kommen, dessen Ventilwirkung durch möglichst große Wärmeasymmetrie zwischen den Elektroden günstig unterstützt wird, wobei ein solches Ventil auch ebensogut als Funkenstrecke arbeiten kann. Die Wärmeasymmetrie kann dadurch erreicht werden, daß die eine Elektrode als gekühltes Gefäß ausgebildet und die andere nötigenfalls noch beheizt wird.

Ein zweites Zusatzpatent zu dem genannten Hauptpatent dieser Firma ist das Patent Nr. 225395. Hier soll das Abreißen des Schwingungsvorgangs nicht wie im Hauptpatent nach der ersten halben, sondern nach der ersten ganzen Schwingung eintreten, und zwar wird dies dadurch erreicht, daß das Gleichrichterventil derart mit dem Erregerstrom in Verbindung steht (s. Fig. 4), daß die spitze oder heiße Elektrode (g_1) mit dem positiven Pol (b), die große oder gekühlte Elektrode (g_2) aber mit dem negativen Pol (b') des Erregerstromes verbunden ist. Gleichzeitig muß dann die Spannung dieses Erregerstromes derart gewählt werden, daß sie an der Grenze der Durchschlagskraft von der Spitze nach der Platte zu liegt. Bei dieser Anordnung tritt zunächst Stromdurchgang von der spitzen nach der großen und darauf erneuter Stromdurchgang in entgegengesetzter Richtung ein; ein weiterer Stromdurchgang und damit eine Fortsetzung des Schwingungsvorganges wird aber verhindert, weil inzwischen die Energie des Schwingungsvorganges

abgenommen hat und somit ein Stromdurchgang im Sinne der ersten halben Periode unmöglich ist.

Einen Sender für drahtlose Telegraphie mittels kontinuierlicher elektrischer Schwingungen betrifft das D. R. P. Nr. 229219 der C. Lorenz A. G. Hier sollen dem die kontinuierlichen Schwingungen erzeugenden Gleichstrom Wechselstrom geeigneter Frequenz derart überlagert werden, daß eine periodische Beeinflussung der erzeugten kontinuierlichen Schwingungen stattfindet, und zwar so, daß auf der Empfangsseite in der Detektor-Telephon-Kombination ein musikalischer Ton erzielt wird. Fig. 5 zeigt eine beispielsweise Schaltungsweise. Die Blockkapazitäten g sollen dem Gleichstrom den Weg über die Wechselstromleitung versperren.

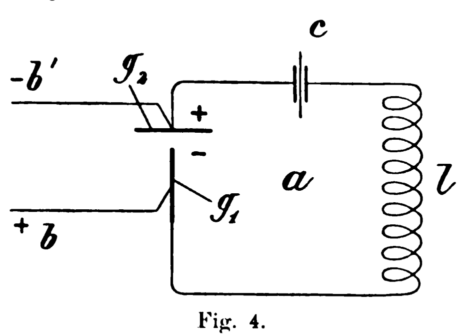


Fig. 4.

Bei dem Sender nach D. R. P. Nr. 222664 der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie ist mit der Antenne ein wenig gedämpfter geschlossener Schwingungskreis gekoppelt. Das Kennzeichen der Erfindung besteht hier darin, daß die Erregung beider Schwingungssysteme über das gemeinschaftliche Koppelungselement aus einem besonderen Erregerkreis erfolgt. Erfolgt nämlich die Erregung über das gemeinschaftliche Koppelungselement, so tritt nur eine Welle auf, und es entsteht entweder gar keine Energieübertragung von Kreis zu Kreis, — wenn die Dämpfung der beiden Kreise gleich ist — oder — wenn der eine (der Nutzkreis) stärker gedämpft ist, — ein allmähliches Nachströmen der Energie von weniger gedämpften zum stärker gedämpften Kreis, so daß beide Kreise gleichzeitig zur Ruhe gelangen. Bisher hatte man die resultierende Dämpfung der ausgesandten Wellen auch schon durch geeignete Koppelung der Antenne mit einem wenig gedämpften Schwingungkreise zu verringern gesucht. Da man aber die Erregung bisher außerhalb der gemeinschaftlichen Selbstinduktion beider gekoppelter Kreise erfolgen ließ, so traten die bekannten

Partialwellen auf und die Energie pendelte daher vom erregten in den nicht erregten Kreis hinein und wieder zurück. Diese Nachteile sind also beim Gegenstande dieser Erfindung vermieden.

Bei der Tastschaltung der C. Lorenz A. G. nach D. R. P. Nr. 228490 ist in die in bekannter Weise mit Abstimmitteln versehene Antenne ein aus Eisenwiderstand und Schwingungskreis bestehendes System eingeschaltet, das bei der Zeichengabe durch den Taster kurzgeschlossen wird. Der Zweck besteht darin, den Hochfrequenzgenerator durch die infolge des Tastens auftretenden großen Energieschwankungen in weit geringerem Maße als bei den bisher be-

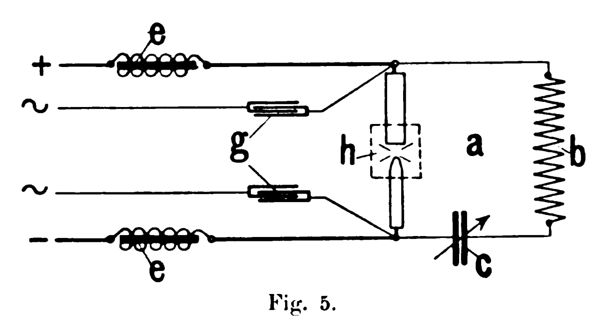


Fig. 5.

kannten Schaltungen zu beeinflussen und daher die Lampe stets in betriebssicherem Zustande zu erhalten.

Die Mikrophonanordnung für die Zwecke der drahtlosen Telephonie nach D. R. P. Nr. 228491 der C. Lorenz A. G. ist dadurch gekennzeichnet, daß das Mikrophon in der Zeit des Sprechbetriebes selbsttätig bewegt bzw. erschüttert wird, was durch eine mit dem selbsttätig abschaltbaren Mikrophon verbundene und elektrisch betriebene Klopfvorrichtung erfolgen kann, oder auch dadurch, daß das Mikrophon durch eine elektrisch oder mechanisch bewegte Antriebsvorrichtung gedreht wird. Der Zweck dieser Anordnung besteht darin, immer andere Teile der empfindlichen Kontakte zur Wirkung zu bringen, um eine Verwendbarkeit des Mikrophons für hohe Stromstärken zu ermöglichen. Es soll sich gezeigt haben, daß die bei Erschütterung der Körnerkammer des Mikrophons auftretenden Nebengeräusche, welche bei der Drahttelephonie höchst störend wirken würden, bei der Übertragung des gesprochenen Wortes mit Hilfe elektrischer Wellen zum größten Teile fortfallen, so daß sie nicht mehr imstande sind, die Klangfarbe der Sprache erheblich zu beeinflussen.

(Eingesandt 6. Dezember 1910.)

Briefe an die Redaktion.

(Für die Veröffentlichungen in dieser Rubrik übernimmt die Redaktion keinerlei Verantwortung.)

Der radiotelegraphische Gleichstrom-Tonsender.[1])

In Heft 2 Band 4 des „Jahrbuches" befindet sich ein Aufsatz und ein Referat über den „Radiotelegraphischen Gleichstrom-Tonsender der C. Lorenz Aktiengesellschaft".

In keinem der beiden Artikel ist die in Fachkreisen bekannte Tatsache erwähnt, daß das Verfahren von Herrn Egbert von Lepel und mir schon viel früher und zwar im Dezember 1908 erfunden und zum Patent angemeldet worden ist. Diese patentamtliche Priorität ging uns zwar für Deutschland durch versehentliche Nichtzahlung einer Taxe verloren, doch kann über die technische und literarische Priorität kein Zweifel sein, da ich im Juni 1909 gelegentlich des Vortrages des Grafen Arco auf dem Kölner Elektrotechnischen Kongreß in der Versammlung ausführliche Mitteilung über unseren Gleichstrom-Tonsender, der mit dem Lorenzschen identisch ist, gemacht habe; einige Wochen danach erfolgte die Lorenzsche Anmeldung.

Stationen mit unserem Gleichstrom-Tonsender, auch in Verbindung mit einer Klaviatur zur Aussendung von Hornsignalen, wurden von uns bereits im Frühjahr 1909 in Deutschland und England vorgeführt und auch verkauft.

Dr. W. Burstyn.

Die obigen Ausführungen sind uns nicht erklärlich, nachdem erstens Herr Dr. Burstyn aus Heft 2 S. 129 ff. ersehen haben wird, welche verschiedenen Tonsenderanordnungen wir seit dem Jahre 1906 im Laboratorium ausgebildet haben und indem zweitens der erste und einzige nur orientierende Hinweis über das Lepel-Burstynsche Verfahren erst in der Elektrot. Ztschr. **33**, S. 786 vom 19. August 1909, zeitlich also nach unseren Tonsender betreffenden Patentanmeldungen erfolgte. Aber dieser letztgenannte orientierende Hinweis war im übrigen so allgemein gehalten, daß Herr Dr. Burstyn selbst in einem Einspruch gegen unsere Patentanmeldung L. 28288 hierüber folgendes aussagt:

> „Allerdings konnte aus denselben (Mitteilungen) ein Fachmann nicht vermuten, daß die Sache wirklich so einfach war, als sie dargestellt wurde."

In einem anderen Einspruche gegen die Patentanmeldung Sch. 32610 vom 20. April 1909 bemerkt Herr Dr. Burstyn hinsichtlich seiner Mitteilungen auf der Jahresversammlung in Köln, welche in dem oben stehenden Hinweis wiedergegeben sein sollen:

---

1) Die beiden Parteien beabsichtigen noch eine Fortsetzung der Diskussion, doch kann dieselbe erst im nächsten Heft Aufnahme finden (vgl. auch Phys. Ztschr. **12**, 70/71, 1911, Erwiderungen von Rein, Nesper, Lorenz). Die Redaktion.



„Diese Ausführungen waren allerdings nicht so präzise wie ein Patentanspruch und es hat auch damals kein Fachmann geglaubt, daß das Problem, tönende Schwingungen zu erzeugen, so einfach zu lösen wäre.“

Es dürfte hieraus die Haltlosigkeit der Burstynschen Behauptungen hervorgehen und es erscheint unverständlich, wie hiernach Herr Dr. Burstyn für sich und Herrn von Lepel die literarische Priorität in Anspruch nehmen kann.

C. Lorenz Aktiengesellschaft.

(Eingesandt 5. Januar 1911.)

Bei der Redaktion eingegangene Bücher und Schriften.

(Die Redaktion behält sich die Besprechung einzelner Werke vor.)

Hermann Starke, Experimentelle Elektrizitätslehre (verbunden mit einer Einführung in die Maxwellsche und die Elektronentheorie der Elektrizität und des Lichts). 2. Aufl. Verlag B. G. Teubner, Leipzig 1910. Geb. M. 12.—

Hermann Minkowski, Zwei Abhandlungen über die Grundgleichungen der Elektrodynamik (mit einem Einführungswort von Otto Blumenthal).
Fortschritte der mathematischen Wissenschaften in Monographien, herausgegeben von Otto Blumenthal. Heft 1. Verlag B. G. Teubner, Leipzig 1910. Geb. M. 2.40

Emil Warburg, Lehrbuch der Experimentalphysik für Studierende, mit 432 Original-Abbildungen im Text. Elfte verbesserte und vermehrte Auflage. Verlag J. C. B. Mohr (Paul Siebeck) in Tübingen. 1910. Geb. M. 7.—, geh. M. 8.—

P. Barreca, Elementi di Telegrafia e Telefonia senza fili. Verlag Raffaello Giusti, Livorno 1910.

Eugen Jahnke u. **Fritz Emde,** Funktionentafeln mit Formeln und Kurven. Verlag B. G. Teubner, Leipzig 1909. Geb. M. 6.—

Arthur Korn, Über freie und erzwungene Schwingungen. Eine Einführung in die Theorie der linearen Integralgleichungen. Verlag B. G. Teubner, Leipzig 1910. Geb. M. 5.60

Georg Helm, Die Grundlehren der höheren Mathematik. Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., Leipzig 1910.

Poincaré, H., Conférences sur la télégraphie sans fil. Un volume in −8° carré de 85 pages. Verlag „La Lumière électrique“, Paris 1910. Broché 2 Fr.

Friedrich Kohlrausch, Gesammelte Abhandlungen; herausgegeben von Wilhelm Hallwachs, Adolf Heydweiller, Karl Strecker, Otto Wiener. Erster Band: Elastizität, Wärme Optik, absolute elektrische Messungen und Verschiedenes. Mit einem Bildnis des Verfassers, 1 Tafel u. 117 Figuren im Text. Verlag Johann Ambrosius Barth in Leipzig. 1910.

A. A. Michelson, Lichtwellen und ihre Anwendungen (übersetzt und durch Zusätze erweitert von Max Iklé). Mit 108 Abbildungen im Text und 3 farbigen Tafeln. Verlag Johann Ambrosius Barth in Leipzig. 1910. M. 7.60, geb. M. 8.60

Karl Strecker, Fortschritte der Elektrotechnik. Vierteljährliche Berichte über die neueren Erscheinungen auf dem Gesamtgebiete der angewandten Elektrizitätslehre mit Einschluß des elektrischen Nachrichten- und Signalwesens. 24. Jahrg. Das Jahr 1910. Erstes Heft. Verlag Julius Springer, Berlin 1910. Brosch. M. 9.—

Literaturverzeichnis.

Abraham, M., Ann. Phys. Beibl. **34**, 1251, 1910. Besprechung des Buches: Theorie der Elektrizität. 2. Band. Elektromagnetische Theorie der Strahlung.

— Ann. Phys. Beibl. **34**, 1253, 1910 (Ref. über Rend. C. Mat. di Palermo **30**, 2. Sem. 1910). Über die Minkowskische Elektrodynamik.

Bangert, K., Mitt. Telegr. Versuchsamt d. Reichs-Postamts **5**, 1—2, 1910. Eine Modellstation für Wellentelegraphie.

— ebenda **5**, 115—123, 1910. Eigenschaften der wichtigsten Detektoren der drahtlosen Telegraphie.

Benischke, G., Elektrot. Ztschr. **31**, 1131, 1910. Versuche mit Hänge- und Schützisolatoren für sehr hohe Spannungen.

Bottone, S. R., Wireless telegraphy and Hertzien waves. 4. ed. 148 S. London (Whittaker) 1910.

Bradfield, W., Elektrot. Ztschr. **31**, 1171, 1910 (Ref. über Electrician **65**, 135, 1910). Die drahtlose Telegraphie im Dienste der Schiffahrt.

Burstyn, W., Phys. Ztschr. **11**, 1130, 1910 (Bem. zu H. Rein, ebenda S. 591). Der radiotelegraphische Gleichstrom-Tonsender.

Claude, Ferrié u. Driencourt, C. R. Tome **151**, 935, 1910. Comparaisons téléphoniques et radiotélégraphiques de chronomètres par la methode des coïncidences entre Paris et Brest.

Dieckmann, Max, Sitzungsber. d. Kgl. Bayr. Ak. d. W. Math.-Physik. Klasse, Jahrgang 1910, 7. Abhandlung. Funkentelegraphische Empfangsstörung.

Driencourt, s. Claude.

Duddell, W., Electrician **66**, 222, 1910. Wireless time signals (vgl. ebenda S. 263 W. H. Eccles und G. W. O. Howe.

Eccles, W. H., Electrician **66**, 166, 1910. The energy relations of certain detectors used in wireless telegraphy.

Ferrié, La Lum. él. **32**, (XII), 65, 1910. La télégraphie sans fil à bord des dirigeables et les résultats obtenus aux grands mauveuvres.

— s. Claude.

Fischer, C., Mitt. Telegr. Versuchsamt d. Reichs-Postamts **5**, 8, 1910. Elektrische Kraftfelder in nächster Umgebung von Antennen.

— ebenda **5**, 44, 1910. Dekrementsbestimmung mit kontinuierlichen elektrischen Wellen.

Forest, Lee de, Electrician **66**, 29, 1910. Wireless in railway service.

Glatzel, Br., Ber. D. Phys. Ges. **12**, 830, 1910. Eine neue Methode zur Erzeugung von Hochfrequenzströmen nach dem Prinzip der Stoßerregung.

— Ber. D. Phys. Ges. **12**, 842, 1910. Weitere Beiträge zur Frage der Löschwirkung von Wasserstoffunkenstrecken in Hochfrequenzkreisen im Zusammenhang mit optischen Erscheinungen.

Gradenwitz, Alfred, L'Électricien Tome **40** (2), 313, 1910. Nouvelles expériences de télégraphie sans fil (Telefunkens „tönende Funken").

Grossmann, F., Experiment. Unters. über d. Bewegung elektromagn. Wellen an dielektr. und metallischen Zylindern. Breslau 1909.

Helsby, Elektrot. Ztschr. **31**, 1147, 1910 (Ref. über Electr. Review **67**, 43, 1910). Das Helsby-System.

Hiatt, C. E., Electrician **66**, 225, 1910. Non-vibratory types of frequency meters.

Jones, Taylor E. u. Roberts, David E., Phil. Mag. (6) **20**, 660, 1910. Musical arc oscillations in coupled circuits.

Jouaust, R., C. R. **151**, 984, 1910. Les propriétés magnétiques du fer aux fréquences élevées.

Kiebitz, F., Mitt. Telegr. Versuchsamt d. Reichs-Postamts **5**, 28, 1910. Einige Versuche über schnelle kontinuierliche Schwingungen.

— ebenda **5**, 20, 1910. Eine vereinfachte Drudesche Anordnung zur Demonstration gekoppelter Systeme.

— ebenda **5**, 36, 1910. Die Grundsätze für die Konstruktion funkentelegraphischer Systeme.

— ebenda **5**, 22, 1910. Gerichtete drahtlose Telegraphie.

Loraine u. Thorne-Baker, Elektrot. Ztschr. **31**, 1099, 1910 (Ref. über El. Eng. **6**, 632, 1910). Drahtlose Telegraphie auf einer Flugmaschine.

Martienssen, O., Electrician **66**, 256, 1910. Frequency meters (Niederfrequenzen).

Merczyng, H., Krak. Anz. 1910, A. 101—115. Studien über das elektrische Spektrum im Gebiete sehr kurzer Wellen.

Mie, Gustav, Ber. D. Phys. Ges. **12**, 860, 1910. Eine bequeme Methode zur Erzeugung ganz schwach gedämpfter elektrischer Schwingungen von kleinen Wellenlängen (vgl. auch Phys. Ztschr. **11**, 1035, 1910).

Nesper, Eugen, Helios **16**, 528, 1910 (vgl. Jahrb. **4**, 239, 1910). Sender für drahtlose Telephonie.

Petrowski, A., Bull. Petersb. 1910, S. 319—344 (vgl. Ref. Ann. Phys. Beibl. **34**, 1103, 1910). Zusammengesetzte Resonanz in Ketten, welche mit Wechselstrom gespeist werden.

Poincaré, H., Conférences sur la télégraphie sans fil. Paris 1910.

Reich, Max, Elektrot. Ztschr. **31**, 1098, 1910 (Ref. über Elektrot. Anz. **27**, 1027, 1910. Prüfung von Wellendetektoren.

Righi, A., Phys. Ztschr. **11**, 1020, 1910. Über das Phänomen der Schwebungen, hervorgebracht durch Lichtschwingungen.

Roberts, David E., s. E. Taylor Jones.

Ruhmer, Ernst, Helios **16** (Nr. 48), 2197, 1910. Der Hovlandsche Typendrucker für drahtlose Telegraphie.

Seibt, G., E. u. M. **28**, 965, 1910. Ein Wellenmesser für drahtlose Telegraphie (konstruiert von Seibt für die Radiophone Co. in New-York).

Silberstein, Ludwik, Przegl. techn. **47,** 569, 1910 (Polnisch). Sur les ondes électromagnétiques.

Sommerfeld, A., Phys. Ztschr. **11,** 1057, 1910. Die Greensche Funktion der Schwingungsgleichung für ein beliebiges Gebiet.

Stone, J. S., Electrician **66,** 45, 1910. The periodicities and damping coefficients of coupled oscillators.

Strecker, Karl, Himmel u. Erde **23,** 1, 1910. Der gegenwärtige Stand der drahtlosen Telegraphie.

Thorne-Baker, s. Loraine.

Traubenberg, Heinrich Rausch von, Bull. Pétersbourg, S. 891—914, 1910. Über den Einfluß des Elektrodenmaterials auf die Licht- und Wärmestrahlung des Entladungsfunkens.

Waghorn, J. W., Electrician **66,** 172, 1910. Observations on the action of the condenser in a Ruhmkorff-induction coil.

Wagner, Karl Willy, Phys. Ztschr. **11,** 1122, 1910. Über die Frequenz der Fernsprechströme.

Weiss, H., Experiment. Unters. über die Ausbreitung elektromagn. Wellen an zwei Paralleldrähten mit koaxialer dielektrischer Hülle. Würzburg 1909.

Wien, Max, Phys. Ztschr. **11,** 937, 1910 u. Ber. D. Phys. Ges. **12,** 736, 1910. Die Erzeugung schwach gedämpfter elektrischer Schwingungen.

Wilson, Ernest u. W. H., Electrician **66,** 177, 1910. A new method for producing high-tension discharges.

Detektoren.

1. Kohärer.

Eccles, W. H., Ann. Phys. Beibl. **34,** 1273, 1910 (Ref. über Proc. Phys. Soc. **22,** 289, 1910. Electrician **65,** 724, 772, 1910. Phil. Mag. (6) **19,** 869, 1910). Über Kohärer.

Szillard, B., Ann. Phys. Beibl. **34,** 1275, 1910 (Ref. über C. R. **150,** 1670—1672, 1910). Fernwirkung metallischer Kontaktbildung auf den Kohärer.

2. Elektrolytische Detektoren.

Kowalew, W., Prot. d. Kiewer phys. math. Ges. 1910, S. 69—100. Über den Schlömilchschen Detektor.

3. Thermische Detektoren.

Eccles, W. H., Ann. Phys. Beibl. **34,** 1274, 1910 (Ref. über Phil. Mag. (6) **20,** 138, 1910. Proc. Phys. Soc. **22,** 360, 1910. Electrician **65,** 807, 1910). Über einen lediglich durch Temperatur-Widerstandsänderungen betätigten Wellendetektor.

4. Magnetische Detektoren.

— — — — — — — — — — — — — — — — — —

5. Diverse Detektoren.

Bangert, K., Electrician **66**, 11, 1910. Properties of the most important detectors used in wireless telegraphy.

Tissot, C., Journ. de Phys. Tome IX (4), 887, 1910. Contribution à l'étude des détecteurs à contacts solides.

(Eingesandt 10. Dezember 1910.)

Bücherbesprechungen.

Gustav Mie: Lehrbuch der Elektrizität und des Magnetismus. Eine Experimentalphysik des Weltäthers für Physiker, Chemiker und Elektrotechniker. Verlag von Ferdinand Enke in Stuttgart. 1910.

Der durch seine allgemeine Formulierung der modernen Relativtheorie berühmte Physiker Prof. Einstein vermeidet es streng in seinen Vorlesungen das Wort „Äther" auch nur auszusprechen; das anstatt dessen benutzte Wort „Vakuum" soll aber nicht nur alle mechanischen Verirrungen ausschließen sondern vielmehr direkt die Existenz einer unstofflichen Weltsubstanz absolut negieren. Auf ganz anderem Standpunkt steht das vorliegende umfangreiche Werk, und es ist interessant, wie Prof. Mie im Vorwort des Buches denselben darlegt. Es seien einige Stellen zitiert. Nach einigen einleitenden Worten, in denen er mit Recht darauf hinweist, daß der Grund, weshalb die elektromagnetische Denkungsweise Maxwells trotz ihrer fundamentalen Bedeutung noch nicht wesentlich über den engsten Kreis der Fachleute hinausgedrungen sei, vor allem darin zu suchen sei, daß man sich bisher noch niemals ernstlich bemüht habe, sie aus dem experimentellen Tatsachenmaterial zu entwickeln, sagt Prof. Mie beispielsweise: „Ich habe nun einmal den Versuch gemacht, das ganze Lehrgebäude des Elektromagnetismus aus den Tatsachen, Stein für Stein, aufzubauen. Natürlich geht das aber nicht ganz ‚voraussetzungslos', man muß die Tatsachen nach einem bestimmten Plane gruppieren und sich einer festen Terminologie bedienen. Meine Terminologie ist dadurch charakterisiert, daß ich mich nicht scheue, das Wort Äther oder Weltäther zu brauchen, und daß ich die Elektrizitätslehre als Ätherphysik oder, cum grano salis, sogar auch als Mechanik des Äthers bezeichne." „Diese unstoffliche Weltsubstanz folgt äußerst einfachen und klaren Gesetzmäßigkeiten, die sich durch sehr durchsichtige kurze mathematische Formeln, die Maxwellschen Gleichungen, wie man wohl annehmen muß, absolut genau darstellen lassen" usw. usw. Natürlich hält Verfasser auch bei der Besprechung des Relativitätsprinzips (S. 713) an der Benutzung des Wortes „Äther" fest, was immerhin etwas eigentümlich anmutet, wenn man die destruktiven Anschauungen der Anhänger dieses Prinzips strengster Observanz kennt. Ich selbst stehe auf dem gleichen Standpunkte wie der Verfasser, wie wohl heute noch die größte Zahl experimentierender Physiker, denen die Spannungs- und rotationell elastischen Zustände der „unstofflichen Weltsubstanz" nicht nur psychische Zwangsvorstellungen sind, und ich habe

deshalb das ausgezeichnete Werk nicht nur mit hohem Genuß sondern auch mit Befriedigung gelesen. Es gliedert sich in einem ersten Teil „Elektrostatik“ mit den Kapiteln: Allgemeine Eigenschaften des elektrischen Feldes; Die elektrische Spannung; Die elektrische Ladung; Die elektrischen Eigenschaften der Isolatoren; Elektrisches Feld im Inneren von Leitern; Elektrizitätsleitung in Elektrolyten; Elektrische Leitung in Gasen; Glimmlichtentladung; Lichtbogenentladung und Funken; Radioaktivität; Metallische Leiter; Schlußwort für Elektrostatik; und in einem zweiten Teil mit den Kapiteln: Allgemeine Eigenschaften des magnetischen Feldes; Der magnetische Zustand und der elektrische Strom; Spannung und Stromstärke; Die Kraftwirkungen des magnetischen Feldes; Entstehen und Verschwinden der magnetischen Felder; Die magnetischen Eigenschaften der Stoffe; Technische Anwendungen der elektromagnetischen Kraftwirkungen; Elektromagnetische Schwingungen; Das Prinzip der Relativität.

Bemerkenswert ist auch was Verfasser über das absolute Maßsystem sagt, daß wir die elektromagnetischen Messungen konsequenterweise nicht auf Masse, Länge und Zeit zurückzuführen haben, sondern außer Länge und Zeit unbedingt zwei voneinander unabhängig zu definierende elektrische Fundamentaleinheiten brauchen, als welche die elektrische Ladung und Spannung die nächstliegenden sind. Zur Verbindung mit den Einheiten der Mechanik genügt einfach die Bemerkung, daß das Produkt Volt × Coulomb die Dimension einer Energie hat.

Auf S. 432 fünfte Zeile von oben wird man präziser wohl sagen „mit gleichförmiger Geschwindigkeit bewegt“, um die Energieübertragung durch Strahlung abzusondern; jedenfalls sollte man den Unterschied hervorheben.

Das vom Verlag Enke in bekannt vorzüglicher Weise ausgestattete Werk kann nicht nur Physikern sondern auch Lehrern, Technikern und weitesten Kreisen zum Selbststudium bestens empfohlen werden. E.

(Eingesandt 15. Dezember 1910.)

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 4. 1911. Heft 4.

Hochfrequenzmaschine für die direkte Erzeugung von elektrischen Wellen für die drahtlose Telegraphie.

Von Dr.-Ing. **Rud. Goldschmidt**, Darmstadt.

In der drahtlosen Telegraphie werden Wechselströme mit einer Frequenz von mindestens 30000 Perioden in der Sekunde (10000 m Wellenlänge) gebraucht. Wünschenswert ist die Erzeugung von Frequenzen bis 100000 Perioden und höher. Aber nicht nur hohe Frequenz, sondern auch beträchtliche Leistungen sind erforderlich zur Überbrückung großer Entfernungen, zur Sicherung des Betriebes bei kleineren Strecken sowie zur drahtlosen Telephonie. Hierzu tritt bei Telephonie noch die Bedingung der Stetigkeit.

Der Funke und der Lichtbogen sind in der Energie begrenzt, die man mit ihnen hervorbringen kann.

Schon seit Jahren machten sich daher Bestrebungen geltend, die elektrischen Wellen ohne Zuhilfenahme von Funken und Lichtbogen unmittelbar in Maschinen zu erzeugen, deren Leistung wie bei gewöhnlichen Dynamomaschinen durch Vergrößerung ihrer Abmessungen beliebig zu steigern ist. Versucht man Wechselstrommaschinen für die direkte Erzeugung hoher Frequenzen zu konstruieren, so findet man bald, daß es sehr schwierig ist, gleichzeitig große Leistungen zu erzielen. Eine einfache Überlegung macht diese Schwierigkeit schon augenscheinlich. Man wird mit der Umfangsgeschwindigkeit des umlaufenden Teils so hoch gehen wie irgend möglich. Setzen wir hierfür z. B. die für Turbodynamos schon recht erhebliche Geschwindigkeit von 80 m/Sek. = 80000 mm/Sek. ein, so wird (Fig. 1) bei 30000 Per./Sek. die Polteilung

$$t = \frac{80\,000}{2 \cdot 30\,000} = 1{,}33 \text{ mm}$$

Jetzt setzt sich aber t zusammen aus Eisenbreite b, Kupferbreite a und zweimal Isolationsdicke c. Die Isolationsstärke c darf aber bei den auftretenden recht hohen Spannungen nicht gering gewählt werden und dürfte fast die ganzen 1,33 mm aufzehren, so daß für Kupfer und Eisen nichts mehr übrig bleibt. Geht man mit der Umfangsgeschwindigkeit selbst auf den doppelten Wert oder höher, so wird doch die Leistung der Maschine nicht auf besonders hohe Werte gebracht werden können. Dies liegt auch daran, daß die Nutentiefe oder radiale Pollänge (e, Fig. 1) bei kleiner Nutenteilung ebenfalls nicht groß sein darf, weil sonst die Streuung zu beträchtlich wird. Diese würde bei den Magnetpolen freilich nur die Sättigung des Eisens steigern, beim Anker dagegen bedeuten die Streukraftlinien eine wesentliche Erhöhung der Verluste durch Hysterese und Wirbelströme sowie der Spannung, insbesondere bei den hohen Frequenzen. Außerdem bedingen kleine Pole entsprechend kleinen Luftzwischenraum zwischen Stator und Rotor, eine aus mechanischen Rücksichten nicht angenehme Beigabe. Es werde auch noch darauf hingewiesen, daß bei sehr großen Umfangsgeschwindigkeiten die axiale Maschinenbreite nicht über einige Zentimeter hinaus vergrößert werden kann, wenn man nicht zu überaus großen Durchmessern schreiten will.

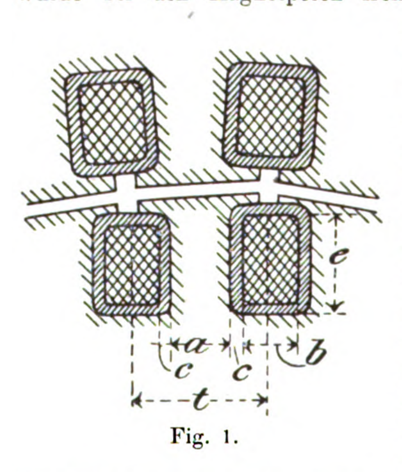


Fig. 1.

Um hohe Frequenz und gleichzeitig hohe Leistung zu erzielen hat der Verfasser ein Verfahren angegeben, das sich praktisch bewährt hat.

In Fig. 2 ist S der Stator, R der Rotor einer Maschine, die wie ein Drehstrom-Induktionsmotor gebaut ist. Die Schleifringe des Rotors sind mit den Statorklemmen elektrisch verbunden. Wir schicken nun in S oder R oder in beide gleichzeitig Gleichstrom aus der Batterie B, die durch eine Drosselspule D vor Wechselströmen geschützt ist, und lassen den Rotor mit einer Winkelgeschwindigkeit ω (auf zweipolige Wickelung reduziert) rotieren. In Fig. 2 sind Rotor und Stator durch die nur für Wechselstrom durchlässigen Kondensatoren C getrennt, so daß der Gleichstrom nur in S fließt. Dann entstehen in B Ströme

von der Frequenz f, die der Rotation entspricht. Diese Ströme fließen über C in die Statorwickelung hinein und lassen hier ein Drehfeld entstehen, das selbst mit der Geschwindigkeit ω umläuft, und zwar muß die Zusammenschaltung von R und S derart sein, daß das Drehfeld rückwärts rotiert und somit relativ zum Rotor die Winkelgeschwindigkeit $2 \cdot \omega$ erlangt. In R entstehen hierdurch Ströme von der Frequenz $2 \cdot f$, die wieder in den Stator fließen und solche von $3 \cdot f$ erzeugen, und so fort. Theoretisch sollten schließlich durch selbsttätige Transformation unendlich hohe Frequenzen entstehen.

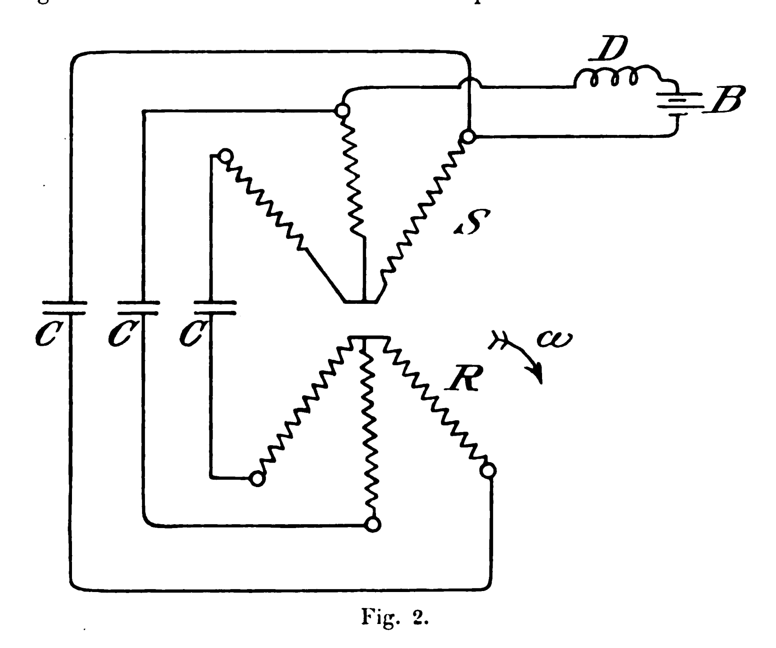


Fig. 2.

Fig. 2 ist nicht die in der Praxis angewandte Form der Maschine. Diese wird durch Fig. 3 dargestellt. Rotor und Stator tragen einphasige Wickelungen. Die Statorwickelung wird mit Gleichstrom erregt. Rotor R möge in sich kurz geschlossen sein, während beim Stator durch den großen Kondensator C ein Kurzschluß für Wechselströme hergestellt wird.

Erregt man S mit Gleichstrom, so werden in R Ströme von der Frequenz f erzeugt. Wir betrachten jetzt R als den primären Teil und denken uns das durch den Rotorstrom entstehende Wechselfeld in zwei mit der Geschwindigkeit ω ineinander entgegengesetzten Rich-

tungen relativ zum Rotor rotierende Drehfeldkomponenten zerlegt. Eine dieser Komponente steht im Raume still und bildet die Rotorreaktion auf das durch Gleichstrom erzeugte Statorfeld. Die zweite Komponente rotiert im Raume mit der Geschwindigkeit $2 \cdot \omega$ (= Eigengeschwindigkeit + Rotorgeschwindigkeit) und erzeugt in dem Stator Ströme von der Frequenz $2 \cdot f$. Mit diesen Strömen nehmen wir wieder eine Zerlegung in eine „Reaktionskomponente" und eine „Aktionskomponente" vor. Die letztere bedingt in R Ströme von der Frequenz $3 \cdot f$. Schließlich entstehen auch hier theoretisch unendlich hohe Frequenzen. Bei dieser Anordnung werden die Ströme oder elektrischen Energiemengen durch Induktion zum Zwecke der Frequenzerhöhung vom primären auf den sekundären Teil zurückgeführt, im Gegensatz zu der Anordnung in Fig. 2, wo die Rückführung durch elektrische Verbindungen erfolgt. Für die Anordnung in Fig. 3 ist ferner charakteristisch, daß abwechselnd Rotor und Stator zum primären Teil werden.

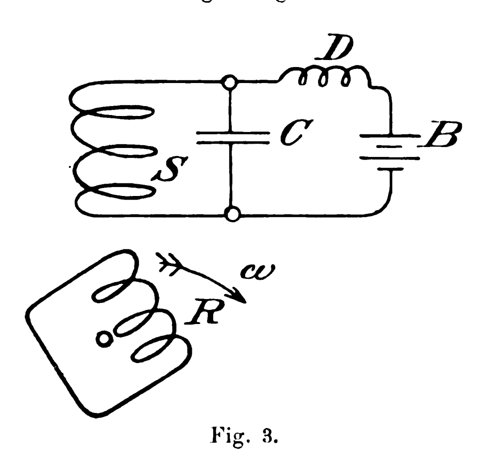


Fig. 3.

Es möchte bei flüchtiger Prüfung erscheinen, daß man nach diesem Verfahren nur „höhere Harmonische" erzeugen kann, d. h. relativ kleine Oberschwingungen, wie sie bei jeder Wechselstrommaschine durch das „Nichtsinusförmige" des Feldes und der Wickelung als Nebenprodukt auftreten, und bei Einphasen- und Wechselstromgeneratoren durch die Rückwirkung von Feld und Anker aufeinander[1]). Das ist aber tatsächlich nicht der Fall, wenn man dafür sorgt, daß die nicht ausgenutzten niederen Frequenzen sämtlich in wirklich kurz geschlossenen Kreisen fließen und nur die zu verwendende Frequenz dem Nutzwiderstand (Antenne) zugeführt wird. Dann findet innerhalb der Maschine eine Umsetzung der niedrigeren Frequenzen in höhere mit sehr beträchtlichem Wirkungsgrad statt und zwar mit einer Energie, die bis zu einer gewissen Grenze mit wachsender Frequenz zunimmt, weil bei jeder Frequenzsteigerung sich immer wieder

1) Vgl. Arnold, „Die Wechselstromtechnik" IV. Bd., S. 25 f.

neue mechanische Energie in elektrische umwandelt. Ohne den Kurzschluß für die toten Frequenzen würden mit steigender Periodenzahl die Ströme schwächer und schwächer werden und die Erzielung von „Leistung" unmöglich sein. Man kann Stator- und Rotorwickelung mit einem feststehenden und einem rotierenden Spiegel vergleichen, zwischen denen die elektrische Energie ähnlich wie Lichtstrahlen hin- und hergeworfen wird. Die Reflexion erfolgt (infolge der Relativbewegung der Spiegel) unter Frequenzsteigung und vollzieht sich um so vollkommener, je weniger Energie die „Spiegel" selbst verschlingen,

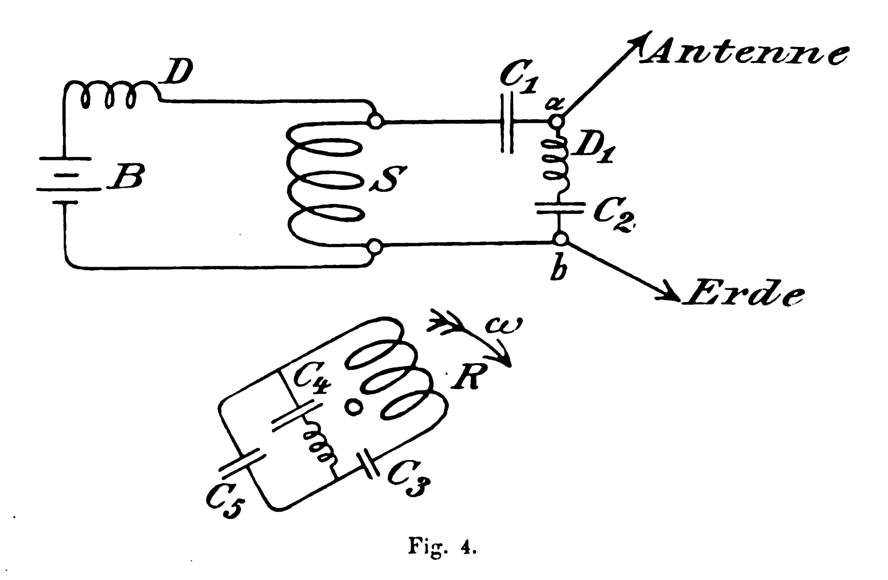


Fig. 4.

d. h. je dämpfungsfreier die verschiedenen Schwingungskreise sind. Vielleicht wäre die Bezeichnung „Reflexionsgenerator" für meine Maschine angebracht.

Der Umstand, daß die Frequenzsteigerung in einer Maschine vor sich geht, bringt den Vorteil mit sich, daß die Aktionskomponente der Frequenz $n \cdot f$ von der Reaktionskomponente der Frequenz $(n + 1) \cdot f$ nahezu aufgehoben wird, so daß nur das letzte Feld (höchste Frequenz, Nutzfeld) in voller Stärke besteht, und damit auch nur dies die vollen Eisenverluste bedingt. Die gegenseitige Aufhebung der Felder niedrigerer Frequenz ist um so vollkommener, je dämpfungsfreier die verschiedenen Abstimmungskreise sind.

Unter „wirklichem Kurzschluß" bei Wechselstrom ist nicht eine

einfache Drahtverbindung, sondern ein Schluß durch einen Kondensator zu verstehen, der auch die in der Maschine selbst liegende Selbstinduktion aufhebt.

Wie diese Abstimmung geschieht, soll im Prinzip an Hand der Fig. 4 gezeigt werden. Diese Schaltung illustriert am deutlichsten das Verfahren. In Wirklichkeit sind freilich nicht unwesentliche Vereinfachungen eingetreten.

Es soll beispielsweise das 4fache der Frequenz ($4 \cdot f$) hergestellt werden, die die Maschine ohne die Kunstschaltung liefern würde. Der

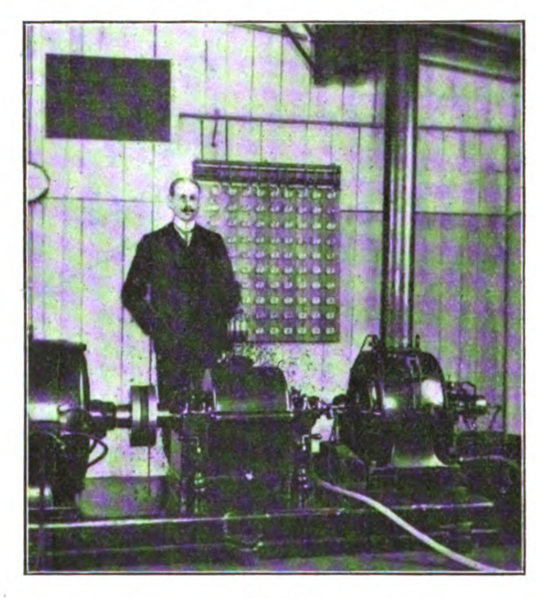


Fig. 5.

Stator S werde über die Drosselspule D mit Gleichstrom erregt. Die Rotorströme von der Periodenzahl f fließen dann auf dem abgestimmten Wege $R - C_3 - D_2 - C_4 - R$. Der Kondensator C_3 ist so abgeglichen, daß er die Selbstinduktion von R aufhebt, während D_2 und C_4 bei f-Perioden gerade in Resonanz sind. Die im Stator hervorgerufenen Ströme von $2 \cdot f$-Perioden fließen über C_1 (das auf die Selbstinduktion von S abgeglichen ist), D_1 und C_2, C_2 und D_1 sind in sich auf eine Eigenschwingung mit $2 \cdot f$ abgeglichen. Die Rotorströme von der Frequenz $3 \cdot f$ fließen über das ebenfalls abgestimmte C_5. Nutzbar sollen die Ströme mit $4 \cdot f$ verwendet werden, und diese können

zwischen den Punkten a und b rein abgenommen werden. Da $D_1 - C_2$ für $4 \cdot f$ verstimmt sind, so fließt durch diesen Nebenschluß zur Antenne nur ein äußerst kleiner Strom vierfacher Frequenz. Diese beiden Hilfsapparate sind aber auf $2 \cdot f$ scharf abgestimmt, so daß zwischen a und b praktisch keine Spannung von $2 \cdot f$ Perioden herrscht. Bei dieser Schaltungsweise ist beachtenswert, daß z. B. das Hinzufügen von C_5 die Resonanz für f im Rotorkreise nicht stört, ebensowenig wie die Einschaltung der Antenne die Resonanz im Stator beeinflußt. Das liegt an den auf die Wickelungen abgestimmten Kondensatoren, C_1 und C_3, die bewirken, daß die Kreise in Resonanz bleiben, gleichgültig ob nun $D_1 - C_2$ bzw. $D_2 - C_4$ kurzgeschlossen oder offen sind.

Fig. 5 stellt die erste Maschine dieser Art dar. Sie befindet sich auf der Radiostation der C. Lorenz Aktiengesellschaft in Eberswalde und arbeitet hier seit April 1910. Diese Maschine liefert bei 10000 m Wellenlänge 12,5 K.W., bei 5000 m Welle sind immerhin noch 8—10 K.W. zu erzielen. Es bereitet aber keinerlei Schwierigkeiten, Maschinen für 60,80 K.W. und mehr herzustellen, ebensowenig wie die Erzielung von Wellen mit 3000 m Länge. Der Wirkungsgrad der Maschine bei 10000 m Welle ist etwa 80 %. Ein besonderer Vorzug der Maschine ist, daß man ihr durch einfache Umschaltung eine große Anzahl von Frequenzen entnehmen kann. Die feinere Abstufung der Wellenlängen erfolgt nach einem besonderen Verfahren.

Ich bin der C. Lorenz Aktiengesellschaft in Berlin zu Dank verpflichtet für ihre Unterstützung bei der Durchbildung des Systems. Die deutschen Patente auf die Erfindung sind in den Besitz der Gesellschaft übergegangen.

(Eingesandt 18. Januar 1911.)

Die Goldschmidtsche Hochfrequenzmaschine.

Von **F. Rusch,** Zürich.

In meiner Ingenieurpraxis hatte ich vor zirka zweieinhalb Jahren mit einem Patent des Herrn Goldschmidt zu tun, in dem der Keim zu seiner Hochfrequenzmaschine steckte.

Es handelte sich um folgendes.

Eine gewöhnliche Einphasenmaschine besitzt einen einachsig gewickelten Rotor. Dieser Rotor wird mit Wechselstrom von der Frequenz

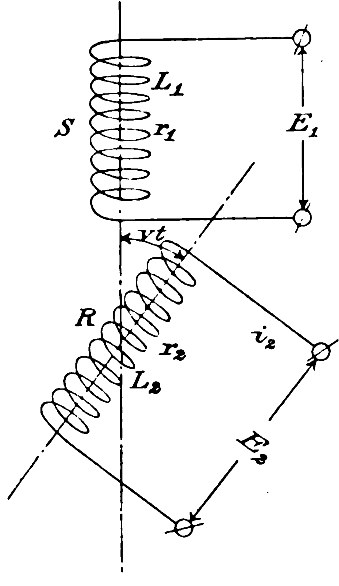


Fig. 1.

$c = \frac{\omega}{2\pi}$ gespeist, und gleichzeitig mit der Winkelgeschwindigkeit ν gedreht. Dann wird in der Statorwickelung eine Spannung (nur unter Umständen) von der Frequenz 2ω induziert. Wir wollen zur näheren Beleuchtung diesen Fall kurz analytisch behandeln.

Es sei in Fig. 1 S der Stator und R der Rotor der Maschine, L_1 sei der Selbstinduktionskoeffizient des Stators, r_1 sein Widerstand, L_2 sei der Selbstinduktionskoeffizient des Rotors und r_2 sein Widerstand.

M bedeute den Wechselinduktionskoeffizienten. Es gelten dann zu jeder Zeit folgende Gleichungen:

$$(1) \qquad e_1 = \frac{d}{d\,t}(M \cos \nu\, t \cdot i_2)$$

$$(2) \qquad E_2 \sin \omega\, t = i_2\, r_2 + L_2 \frac{d\, i_2}{d\, t}$$

Aus Gleichung (2) ergibt sich sofort:

$$i_2 = J_2 \sin(\omega\, t + \varphi)$$

wobei

$$J_2 = \frac{E_2}{\sqrt{r_2^{\,2} + (\omega L_2)^2}} \quad \text{und} \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega L_2}{r_2}$$

Also wird die an den Statorklemmen auftretende Spannung

$$\begin{aligned} e_2 &= \frac{d}{d\,t}\left(M \cos \nu\, t \cdot J_2 \sin(\omega\, t + \varphi)\right) \\ &= \frac{1}{2} M J_2 \frac{d}{d\,t}(\sin[(\omega + \nu)t + \varphi] + \sin[(\omega - \nu)t + \varphi)] \\ &= \frac{1}{2} M J_2 \{(\omega + \nu)\cos[(\omega + \nu)t + \varphi] + (\omega - \nu)\cos[\omega - \nu)t + \varphi]\} \end{aligned}$$

Wir erhalten also im allgemeinen 2 Spannungsschwingungen von der Frequenz $\frac{\omega + \nu}{2\pi}$ und $\frac{\omega - \nu}{2\pi}$, die zu Schwebungen Anlaß geben. Nur wenn $\omega = \nu$ (bei synchronem Lauf, wie sich der Ingenieur ausdrückt) bleibt die Schwingung von doppelter Periodenzahl:

$$e_2' = \omega M J_2 \cos(2\omega\, t + \varphi)$$

Im allgemeinsten Fall ist aber die Amplitude der resultierenden Schwingung zeitlich variabel, und zwar nach dem Gesetz

$$A = \sqrt{(\omega + \nu)^2 + (\omega - \nu)^2 + 2(\omega^2 - \nu^2)\cos 2(\nu\, t + \varphi)}$$

Die Minima treten ein für

$$2(\nu\, t + \varphi) = \frac{\pi}{2} \quad \frac{3\pi}{2} \quad \frac{5\pi}{2} \ldots .$$

die Maxima für

$$2(\nu\, t + \varphi) = 0 \quad \pi \quad 2\pi \ldots .$$

Wir haben bisher angenommen, daß der Stator offen sei, daß also in seinen Windungen kein Strom auftreten könne und mithin auch keine Rückwirkung auf den Rotor möglich sei.

Nunmehr wollen wir den Stator schließen. Dann wird in ihm ein Strom i_1 fließen. Die Differentialgleichungen lauten jetzt

$$(1)\qquad 0 = i_1 r_1 + L_1 \frac{d i_1}{d t} + M \frac{d}{d t}(i_2 \cos \omega t)$$

$$(2)\qquad e_2 = i_2 r_2 + L_2 \frac{d i_2}{d t} + M \frac{d}{d t}(i_1 \cos \omega t)$$

Diesem System wollen wir gleich ein zweites gegenüberstellen.

Denken wir uns den Rotor mit dem Gleichstrom J_0 erregt, dann haben wir in Gleichung (1) nur $(J_0 + i_2) \cos \omega t$ zu schreiben statt $i_2 \cos \omega t$, während die linke Seite von Gleichung (2) zu Null wird (i_2 soll nämlich nur die zeitlich variable Komponente vom Sekundärstrom bedeuten). Wir erhalten also jetzt

$$(3)\qquad 0 = i_1 r_1 + L_1 \frac{d i_1}{d t} + M \frac{d}{d t}(i_2 \cos \omega t) - \omega M J_0 \sin \omega t$$

$$(4)\qquad 0 = i_2 r_2 + L_2 \frac{d i_2}{d t} + M \frac{d}{d t}(i_1 \cos \omega t)$$

oder

$$(3)\qquad E \sin \omega t = i_1 r_1 + L_1 \frac{d i_1}{d t} + M \frac{d}{d t}(i_2 \cos \omega t)$$

$$(4)\qquad 0 = i_2 r_2 + L_2 \frac{d i_2}{d t} + M \frac{d}{d t}(i_1 \cos \omega t)$$

wobei $E = \omega M J_0$.

Wir können also statt den Rotor mit Gleichstrom zu erregen auch den Stator mit Wechselstrom von der Periodenzahl der Drehung erregen und umgekehrt. Die Lösung der Differentialgleichungen wird dieselbe bleiben.

Wir setzen sie als eine unendliche periodische Reihe an. Nämlich

$$\begin{aligned} i_1 = {} & a_0 + a_1 \sin \omega t + a_2 \sin 2\omega t + a_3 \sin 3\omega t + \ldots\ldots \\ & + b_0 + b_1 \cos \omega t + b_2 \cos 2\omega t + b_3 \cos 3\omega t + \ldots\ldots \end{aligned}$$

und

$$\begin{aligned} i_2 = {} & c_0 + c_1 \sin \omega t + c_2 \sin 2\omega t + c_3 \sin 3\omega t + \ldots\ldots \\ & + d_0 + d_1 \cos \omega t + d_2 \cos 2\omega t + d_3 \cos 3\omega t + \ldots\ldots \end{aligned}$$

Wir haben noch zu berechnen $i_1 \cos w t$ und $i_2 \cos w t$.

Bei dieser Berechnung machen wir von den bekannten Formeln Gebrauch:

$$\cos (n \varphi) \cdot \cos \varphi = \tfrac{1}{2} [\cos (n + 1) \varphi + \cos (n - 1) \varphi]$$

und

$$\sin (n \varphi) \cdot \cos \varphi = \tfrac{1}{2} [\sin (n + 1) \varphi + \sin (n - 1) \varphi]$$

dann erhalten wir

$$i_1 \cos \omega t = \frac{a_2}{2} \sin \omega t + \frac{a_1 + a_3}{2} \sin 2 \omega t + \frac{a_2 + a_4}{2} \sin 3 \omega t + \dots .$$
$$+ \frac{b_1}{2} + \left(a_0 + b_0 + \frac{b_2}{2}\right) \cos \omega t + \frac{b_1 + b_3}{2} \cos 2 \omega t + \frac{b_2 + b_4}{2} \cos 3 \omega t + \dots$$

und

$$i_2 \cos \omega t = \frac{c_2}{2} \sin \omega t + \frac{c_1 + c_3}{3} \sin 2 \omega t + \frac{c_2 + c_4}{2} \sin 3 \omega t + \dots\dots .$$
$$+ \frac{d_1}{2} + \left(c_0 + d_0 + \frac{d_2}{2}\right) \cos \omega t + \frac{d_1 + d_3}{2} \cos 2 \omega t + \frac{d_2 + d_4}{2} \cos 3 \omega t + \dots .$$

Setzt man sowohl die Ausdrücke für i_1 und i_2 als auch für $i_1 \cos \omega t$ und $i_2 \cos \omega t$ in unsere Differenzialgleichungen (3) u. (4) ein, dann erhält man folgendes Gleichungsschema, wobei alle Glieder mit den am Kopf stehenden r, L und M zu multiplizieren und mit den angegebenen Vorzeichen zu summieren sind.

r_1	+ L_1	+ M	+ E	
a_0				
$+ a_1 \sin \omega t$	$- \omega b_1 \sin \omega t$	$- \omega\left(c_0 + d_0 + \frac{d_2}{2}\right) \sin \omega t$	$- \sin \omega t$	
$+ a_2 \sin 2 \omega t$	$- 2 \omega b_2 \sin 2 \omega t$	$- 2 \omega \frac{d_1 + d_3}{2} \sin 2 \omega t$		
$+ a_3 \sin 3 \omega t$	$- 3 \omega b_3 \sin 3 \omega t$	$- 3 \omega \frac{d_2 + d_4}{2} \sin 3 \omega t$		
+	+	+		
.	.	.		
.	.	.		
.	.	.		
$+ a_n \sin (n \omega t)$	$- n \omega b_n \sin (n \omega t)$	$- n \omega \frac{d_{n-1} + d_{n+1}}{2} \sin n \omega t$		
	.	.		
$+ b_0$	.	.		$= 0$
	.	.		
$+ b_1 \cos \omega t$	$+ \omega a_1 \cos \omega t$	$+ \omega \frac{c_2}{2} \cos \omega t$		
$+ b_2 \cos 2 \omega t$	$+ 2 \omega a_2 \cos 2 \omega t$	$+ 2 \omega \frac{c_1 + c_3}{2} \cos 2 \omega t$		
$+ b_3 \cos 3 \omega t$	$+ 3 \omega a_3 \cos 3 \omega t$	$+ 3 \omega \frac{c_2 + c_4}{2} \cos 2 \omega t$		
+	+	+		
.	.	.		
.	.	.		
.	.	.		
$+ b_n \cos (n \omega t)$	$+ n \omega a_n \cos (n \omega t)$	$+ n \omega \frac{c_{n-1} + c_{n+1}}{2} \cos (n \omega t)$		
.	.	.		
.	.	.		
.	.	.		

r_2	$+ \quad L_2$	$+ \quad M$	
c_0			
$+ c_1 \sin \omega t$	$- \omega d_1 \sin \omega t$	$- \omega \frac{b_2}{2} \sin \omega t$	
$+ c_2 \sin 2 \omega t$	$- 2 \omega d_2 \sin 2 \omega t$	$- 2 \omega \frac{b_1 + b_3}{2} \sin 2 \omega t$	
$+ c_3 \sin 3 \omega t$	$- 3 \omega d_3 \sin 3 \omega t$	$- 3 \omega \frac{b_3 + b_4}{2} \sin 3 \omega t$	
$+$	$-$	$-$	
$\vdots$	$\vdots$	$\vdots$	
$+ c_n \sin (n \omega t)$	$- n \omega d_n \sin (n \omega t)$	$- n\omega \frac{b_{n-1} + b_{n+1}}{2} \sin(n\omega t)$	
$+ d_0$	$+$	$+$	
$+ d_1 \cos \omega t$	$+ \omega c_1 \cos \omega t$	$+ \omega \frac{a_2}{2} \cos \omega t$	$=0$
$+ d_2 \cos 2 \omega t$	$+ 2 \omega c_2 \cos 2 \omega t$	$+ 2 \omega \frac{a_1 + a_3}{2} \cos 2 \omega t$	
$+ d_3 \cos 3 \omega t$	$+ 3 \omega c_3 \cos 3 \omega t$	$+ 3 \omega \frac{a_2 + a_4}{2} \cos 3 \omega t$	
$+$	$+$	$+$	
$\vdots$	$\vdots$	$\vdots$	
$+ d_n \cos (n \omega t)$	$+ n \omega c_n \cos (n \omega t)$	$+ n\omega \frac{a_{n-1} + a_{n+1}}{2} \cos n\omega t$	
$+$	$+$	$+$	
$\vdots$	$\vdots$	$\vdots$	

Zur Bestimmung der Koeffizienten $a\, b\, c\, d$ erhalten wir also die Gleichungen: $a_0 = b_0 = c_0 = d_0 = 0$.

$$r_1 a_1 - \omega L_1 b_1 = \omega M \frac{d_2}{2} + E \qquad r_1 b_1 + \omega L_1 a_1 = - \omega M \frac{c_2}{2}$$

$$r_1 a_2 - 2 \omega L_1 b_2 = 2 \omega M \frac{d_1 + d_3}{2} \qquad r_1 b_2 + 2 \omega L_1 a_2 = - 2 \omega M \frac{c_1 + c_3}{2}$$

$$r_1 a_3 - 3 \omega L_1 b_3 = 3 \omega M \frac{d_2 + d_4}{2} \qquad r_1 b_3 + 3 \omega L_1 a_3 = - 3 \omega M \frac{c_2 + c_4}{2}$$

$$\vdots \qquad \vdots$$

$$r_1 a_n - n \omega L_1 b_b = n \omega M \frac{d_{n-1} + d_{n+1}}{2} \qquad r_1 b_n + n \omega L_1 a_n = - n \omega M \frac{c_{n-1} + c_{n+1}}{2}$$

$$\vdots \qquad \vdots$$

$$r_2 c_1 - \omega L_2 d_1 = \omega M \frac{b_2}{2}. \qquad r_2 d_1 + \omega L_2 c_1 = -\omega M \frac{a_2}{2}$$

$$r_2 c_2 - 2\omega L_2 d_2 = 2\omega M \frac{b_1 + b_3}{2} \qquad r_2 d_2 + 2\omega L_2 c_2 = -2\omega M \frac{a_1 + a_3}{2}$$

$$r_2 c_3 - 3\omega L_2 d_3 = 3\omega M \frac{b_2 + b_4}{2} \qquad r_2 d_3 = 3\omega L_2 c_3 = -3\omega M \frac{a_2 + a_4}{2}$$

$$\vdots \qquad\qquad \vdots$$

$$r_2 c_n - n\omega L_2 d_n = n\omega M \frac{b_{n-1} + b_{n+1}}{2} \qquad r_2 d_n + n\omega L_2 c_n = -n\omega M \frac{a_{n-1} + a_{n+1}}{2}$$

$$\vdots \qquad\qquad \vdots$$

Durch Addition der Gleichungen je einer der vier Kolonnen können wir noch folgende vier charakteristische Relationen ableiten.

$$\text{I} \quad r_1(a_1 + a_2 + a_3 + \ldots a_n \ldots) - \omega L_1(b_1 + 2b_2 + 3b_3 + \ldots n b_n \ldots) = \omega M(d_1 + 2d_2 + 3d_3 + \ldots n d_n \ldots) + E$$

$$\text{II} \quad r_1(b_1 + b_2 + b_3 + \ldots b_n + \ldots) + \omega L_1(a_1 + 2a_2 + 3a_3 + \ldots n a_n \ldots) = -\omega M(c_1 + 2c_2 + 3c_3 + \ldots)$$

$$\text{III} \quad r_2(c_1 + c_2 + c_3 + \ldots c_n + \ldots) - \omega L_2(d_1 + 2d_2 + 3d_3 + \ldots n d_n + \ldots) = \omega M(b_1 + 2b_2 + 3b_3 + \ldots n b_n + \ldots)$$

$$\text{IV} \quad r_2(d_1 + d_2 + d_3 + \ldots d_n \ldots) + \omega L_2(c_1 + 2c_2 + c_3 + \ldots n c_n + \ldots) = -\omega M(a_1 + 2a_2 + 3a_3 + \ldots n a_n + \ldots)$$

Für gewöhnlich konvergiert die Reihe so rasch, daß es nur nötig ist 2 bis 3 Koeffizientenquadrupeln zu berechnen.

Alle Gleichungen kann man einfacher zusammenfassen, wenn man dem Vektorcharakter der Wechselstromgrößen Rechnung trägt. Die a und c sind nämlich die x-Komponenten und die b und d die y-Komponenten der Ströme J_1 bzw. J_2. Wir können also in komplexer Darstellung schreiben:

$$\begin{array}{ll} a_1 + j b_1 = J_{11} & c_1 + j d_1 = J_{21} \\ a_2 + j b_2 = J_{12} & c_2 = j d_2 = J_{22} \\ a_3 + j b_3 = J_{13} & c_3 + j d_3 = J_{23} \\ \vdots & \vdots \\ a_n + j b_n = J_{1n} & c_n + j d_n = J_{2n} \end{array}$$

Dabei bedeuten $J_{11}\, J_{12}\, J_{13}$ usw. die Stromvektoren (Amplituden) der primären Schwingungen und $J_{21}\, J_{22}\, J_{23}$ usw. die Stromvektoren im sekundären Teil (Rotor).

Wenn wir diese Schreibweise anwenden, dann können wir je 2 Gleichungskolonnen in eine einzige zusammenziehen, die lautet:

$$
\begin{aligned}
&(r_1 + j\,\omega\,L_1)\,J_{11} + j\,\omega\,M\,\frac{J_{22}}{2} &&= E\\
&(r_1 + j\,2\,\omega\,L_1)\,J_{12} + j\,2\,\omega\,M\,\frac{J_{21} + J_{23}}{2} &&= 0\\
&(r_1 + j\,3\,\omega\,L_1)\,J_{13} + j\,3\,\omega\,M\,\frac{J_{22} + J_{24}}{2} &&= 0\\
&\quad\vdots \qquad\qquad \vdots \qquad \vdots\\
&(r_1 + j\,n\,\omega\,L_1)\,J_{1n} + j\,n\,\omega\,M\,\frac{J_{2n-1} + J_{2n+1}}{2} &&= 0\\
&\quad\vdots \qquad\qquad \vdots \qquad \vdots\\
\hline
&(r_2 + j\,\omega\,L_2)\,J_{21} + j\,\omega\,M\,\frac{J_{12}}{2} &&= 0\\
&(r_2 + j\,2\,\omega\,L_2)\,J_{22} + j\,2\,\omega\,M\,\frac{J_{11} + J_{13}}{2} &&= 0\\
&(r_2 + j\,3\,\omega\,L_2)\,J_{23} + j\,3\,\omega\,M\,\frac{J_{12} + J_{14}}{2} &&= 0\\
&\quad\vdots \qquad\qquad \vdots \qquad \vdots\\
&(r_2 + j\,n\,\omega\,L_2)\,J_{2n} + j\,n\,\omega\,M\,\frac{J_{1n-1} + J_{1n+1}}{2} &&= 0\\
&\quad\vdots \qquad\qquad \vdots \qquad \vdots
\end{aligned}
$$

Die Anwendung dieser Gleichungen soll an einem bestimmten Fall gezeigt werden. Wir nehmen an, die Schwingung von der Frequenz $\frac{4\,\omega}{2\,\pi}$ sei schon so klein, daß sie und alle folgenden zu vernachlässigen seien. Also $J_{14} = J_{24} = 0$. Wir haben dann zur Bestimmung der vorausgehenden 3 Schwingungen folgende 6 Gleichungen:

$$(1) \qquad (r_1 + j\,\omega\,L_1)\,J_{11} + j\,\omega\,M\,\frac{J_{22}}{2} = E$$

$$(2) \qquad (r_1 + j\,2\,\omega\,L_1)\,J_{12} + j\,2\,\omega\,M\,\frac{J_{21} + J_{23}}{2} = 0$$

$$(3) \qquad (r_1 + j\,3\,\omega\,L_1)\,J_{13} + j\,3\,\omega\,M\,\frac{J_{22}}{2} = 0$$

$$(4) \qquad (r_2 + j\,\omega\,L_2)\,J_{21} + j\,\omega\,M\,\frac{J_{12}}{2} = 0$$

$$(5) \qquad (r_2 + j\,2\,\omega\,L_2)\,J_{22} + j\,2\,\omega\,M\,\frac{J_{11} + J_{13}}{2} = 0$$

$$(6) \qquad (r_2 + j\,3\,\omega\,L_2)\,J_{23} + j\,3\,\omega\,M\,\frac{J_{12}}{2} \qquad = 0$$

Zunächst finden wir aus Gleichung (3):

$$J_{13} = -\frac{j\,3\,\omega\,M}{r_1 + j\,3\,\omega\,L_1} \cdot \frac{J_{22}}{2}$$

Dies substituiert in Gleichung (5) gibt

$$\frac{J_{22}}{2} = \frac{-j\,\omega\,M}{2\,(r_2 + j\,2\,w\,L_2) + \dfrac{3\,\omega^2\,M^2}{r_1 + j\,3\,\omega\,L_1}} \cdot J_{11}$$

Oder wenn wir $r_1 = r_2 \cong 0$ setzen

$$\frac{J_{22}}{2} \cong -\frac{\dfrac{M}{L_2}}{4 - \dfrac{M^2}{L_1\,L_2}}\,J_{11}$$

Mit Gleichung (1) zusammen erhält man so für J_{11} die Gleichung:

$$E = \left[r_1 + j\,\omega\,L_1\left(1 - \frac{\dfrac{M^2}{L_1\,L_2}}{4 - \dfrac{M^2}{L_1\,L_2}}\right)\right] J_{11}$$

$$J_{22} \cong -\frac{M}{L_2}\,\frac{2}{4 - \dfrac{M^2}{L_1\,L_2}}\,J_{11}$$

$$J_{13} \cong \frac{\dfrac{M^2}{L_1\,L_2}}{4 - \dfrac{M^2}{L_1\,L_2}}\,J_{11}$$

Alle anderen Größen sind Null; denn es ist

$$\begin{aligned} J_{23} &= 0 \quad \text{weil} \quad J_{14} = 0 \quad \text{und} \quad J_{25} = 0 \\ J_{12} &= 0 \quad \text{weil} \quad J_{23} = 0 \\ J_{21} &= 0 \quad \text{weil} \quad J_{12} = 0 \end{aligned}$$

Der behandelte Fall liegt vor wenn L_2 groß ist. Es tritt also dann eine starke primäre Grundschwingung auf und eine primäre dritte harmonische. Im sekundären Teil ist nur die zweite harmonische

vorhanden. Die Maschine, die sich der Hauptsache nach so verhält, ist ein gewöhnlicher Einphasengenerator.

Es hätte uns natürlich nichts gehindert unsere rekurrenten Gleichungen für die J_1 und J_2 weiter als bis zur vierten harmonischen fortzusetzen. Wir hätten aber bald gesehen, daß in der Tat die folgenden Glieder vernachlässigbar wären, vorausgesetzt daß eine gewöhnliche Einphasenmaschine vorlag. Denn bei ihr strebt man gerade eine starke Grundschwingung und möglichst schwache Oberschwingungen an.

Ganz anders wird die Sache, wenn wir eine höhere Schwingung zur starken Ausbildung bringen wollen. Wie können wir das erreichen? Nun wir werden sowohl sekundär als primär die Reaktanz für die betreffende Schwingung bzw. ihre benachbarte möglichst verringern. Die Reaktanz ist gegeben durch

$$r + j n \omega L \text{ bzw. reell durch}$$
$$\sqrt{r^2 + (n \omega L)^2} = \sqrt{r^2 + x^2}$$

Denken wir uns nun das x nicht nur aus Selbstinduktion sondern aus Selbstinduktion und Kapazität in Reihe also

$$x = n \omega L - \frac{1}{n \omega C}$$

dann besteht die Möglichkeit x zu beseitigen wenn wir die Bedingung erfüllen

$$(n \omega)^2 L C - 1 = 0$$

Dadurch wird aber die Reaktanz ein Minimum, nämlich gleich r. Wir müssen also auf Resonanz für die betreffende Schwingung abstimmen.

Ich behalte mir vor in nächster Zeit die verschiedenen möglichen Schaltungen an Hand der vorstehenden Gleichungen zu diskutieren.

Jedenfalls sieht man jetzt schon, daß die Hochfrequenzmaschine ein Einphasengenerator ist, der einige besondere Bedingungen erfüllt.

Vor allem wird sowohl Rotor als Stator aus sorgfältig geblättertem Weicheisen sein müssen. Die primären und sekundären Windungszahlen müssen möglichst klein und infolgedessen auch der Luftspalt möglichst gering sein (im Gegensatz zum gewöhnlichen Einphasengenerator). Man wird dem Rotor und Stator verteiltes Eisen geben (also keine ausgeprägten Pole).

Die Eisensättigung wird man möglichst klein wählen um die

Eisenverluste, die sowieso sehr hoch sein dürften, möglichst zu reduzieren. Trotz allem wird die Maschine einer künstlichen Kühlvorrichtung bedürfen, wenigstens für größere Leistungen, soll sie nicht übermäßig groß werden.

Nach dem bisher Abgeleiteten ist ersichtlich, daß die Hochfrequenzmaschine im allgemeinen ein Schwingungsgemisch erzeugt aus dem nur eine Schwingung durch Resonanz besonders stark hervortritt. Alle übrigen treten auch noch auf, wenn auch schwächer, so daß keine reine Sinusschwingung entstehen wird.

Das wird aber für die meisten Zwecke belanglos sein.

(Eingesandt 28. Februar 1911.)

Frequenz- und Dämpfungsberechnung gekoppelter Schwingungskreise nach der Cohenschen Methode.

Von **Alfred Kalähne.**

Einleitung.

1. Im zweiten Bande dieses Jahrbuches hat Herr L. Cohen[1]) eine Arbeit über „Die Theorie von gekoppelten Schwingungskreisen“ veröffentlicht, in welcher er die gewöhnliche, auf die Lösung einer Gleichung 4. Grades führende Berechnung der Schwingungsfrequenzen und Dämpfungskonstanten eines Systems zweier gekoppelter Schwingungskreise zu vereinfachen sucht. Das Wesen seiner Methode besteht darin, zunächst mittels einer linearen Substitution statt der ursprünglichen Variablen (elektrische Spannungen bzw. Stromstärken) neue abhängige Variable in die Differentialgleichungen des Systems einzuführen und diese so zu wählen, daß gewisse Glieder in den Gleichungen wegfallen und daß die „charakteristische“ oder „determinierende“ Gleichung, die sonst vom 4. Grade ist, sich bei geeigneter Wahl der partikulären Integrale in zwei quadratische Gleichungen spaltet.

Gegen die Cohenschen Rechnungen sind von B. Macků[2]) schwerwiegende Bedenken erhoben worden. Die in mehreren Briefen an die Redaktion von beiden Seiten darüber geführte Diskussion hat ergeben, daß die Cohensche Lösung nur eine Näherungslösung sein kann. Daß sie aber nur für einen Spezialfall gilt, wie behauptet wurde,

1) L. Cohen, Jahrb. 2, 448, 1909.

2) B. Macků, ebenda 3, 104 ff., 1909.

hat Herr Cohen, soweit ich sehe, nicht zugegeben. Bei der großen Bedeutung, die eine Vereinfachung der sonst recht umständlichen und mühsamen Berechnung von Frequenz und Dämpfung gekoppelter Systeme besitzen würde, wenn sie sich wirklich im allgemeinen Falle durchführen ließe, scheint es nötig, hierüber volle Klarheit zu schaffen. Es soll daher im unmittelbaren Anschluß an die Cohensche Arbeit gezeigt werden, daß sich nur ein ganz bestimmter Spezialfall der Gleichungen nach der Cohenschen Methode lösen läßt, und daß dieser Spezialfall ein Grenzfall ist, dem sich die Verhältnisse der Praxis zuweilen nähern.

Transformation der Gleichungen nach Cohen.

2. Die Differentialgleichungen eines gekoppelten Systems von zwei Freiheitsgraden — um ein solches handelt es sich — lauten im allgemeinen Falle[1]):

$$\left.\begin{aligned} a_1 \frac{d^2 x_1}{d t^2} + b_1 \frac{d x_1}{d t} + c_1 x_1 + d_1 \frac{d^2 x_2}{d t^2} + e_1 \frac{d x_2}{d t} + f_1 x_2 = 0 \\ a_2 \frac{d^2 x_2}{d t^2} + b_2 \frac{d x_2}{d t} + c_2 x_2 + d_2 \frac{d^2 x_1}{d t^2} + e_2 \frac{d x_1}{d t} + f_2 x_1 = 0 \end{aligned}\right| \quad (1)$$

wo x_1 und x_2 die von der Zeit t abhängigen Variablen, a_1, b_1 usw. konstante Faktoren sind. Durch Division mit a_1 bzw. a_2 kann man sie in die Form bringen

$$\left.\begin{aligned} \frac{d^2 x_1}{d t^2} + 2\delta_1 \frac{d x_1}{d t} + n^2{}_1 x_1 + \varrho_1 \frac{d^2 x_2}{d t^2} + 2\delta_1 \sigma_1 \frac{d x_2}{d t} + n^2{}_1 \vartheta_1 x_2 = 0 \\ \frac{d^2 x_2}{d t^2} + 2\delta_2 \frac{d x_2}{d t} + n^2{}_2 x_2 + \varrho_2 \frac{d^2 x_1}{d t^2} + 2\delta_2 \sigma_2 \frac{d x_1}{d t} + n^2{}_2 \vartheta_2 x_1 = 0 \end{aligned}\right\} \quad (1\,a)$$

wo gesetzt ist

$$\left.\begin{aligned} \frac{b_1}{a_1} = 2\delta_1, \quad \frac{c_1}{a_1} = n^2{}_1, \quad \frac{d_1}{a_1} = \varrho_1, \quad \frac{e_1}{b_1} = \sigma_1, \quad \frac{f_1}{c_1} = \vartheta_1 \\ \frac{b_2}{a_2} = 2\delta_2, \quad \frac{c_2}{a_2} = n^2{}_2, \quad \frac{d_2}{a_2} = \varrho_2, \quad \frac{e_2}{b_2} = \sigma_2, \quad \frac{f_2}{c_2} = \vartheta_2 \end{aligned}\right\} \quad (1\,b$$

1) Um die Vergleichung mit der Cohenschen Arbeit zu erleichtern, sind die Nummern der Gleichungen von (2) an übereinstimmend mit jener Arbeit gewählt. Die nicht bei Cohen vorkommenden neuen Gleichungen sind durch Zusatz der Buchstaben *a*, *b* usw. zu den Gleichungsnummern gekennzeichnet.



Die Größen ϱ, σ, ϑ sind nach der Bezeichnung von M. Wien[1]) die Koppelungskoeffizienten; δ_1 und δ_2 sind die Dämpfungskonstanten (Dämpfungen), n_1 und n_2 die (Kreis-)Frequenzen der freien ungedämpften Schwingungen bei Wegfall der Koppelung. Die ersten drei Glieder jeder der beiden Gleichungen ergeben die Schwingungsgleichungen der beiden freien Systeme, die letzten drei sind die Koppelungsglieder.

Die Gleichungen für magnetische Koppelung, von denen Cohen ausgeht, sind ein besonderer Fall dieser allgemeinen Gleichung, in dem die Koppelungskoeffizienten σ und ϑ, und damit die entsprechenden Koppelungsglieder verschwinden.

Wenn man setzt:

$$\left.\begin{array}{lll} a_1 = L_1 C_1, & b_1 = R_1 C_1, & d_1 = M C_2 \\ a_2 = L_2 C_2, & b_2 = R_2 C_2, & d_2 = M C_1 \end{array}\right\} \quad (2)$$

lauten sie für die Potentiale V_1 und V_2 als abhängige Variable:

$$\left.\begin{array}{l} a_1 \dfrac{d^2 V_1}{d t^2} + b_1 \dfrac{d V_1}{d t} + V_1 + d_1 \dfrac{d^2 V_2}{d t^2} = 0 \\ a_2 \dfrac{d^2 V_2}{d t^2} + b_2 \dfrac{d V_2}{d t} + V_2 + d_2 \dfrac{d^2 V_1}{d t^2} = 0 \end{array}\right\} \quad (3)$$

Hier bedeuten L, R, C mit dem entsprechenden Index Selbstinduktionskoeffizient, Widerstand und Kapazität der beiden Kreise, M den Koeffizienten der gegenseitigen Induktion. Die konstanten Faktoren c der allgemeinen Gleichung (1) haben hier beide den Wert 1, e und f sind $= 0$.

3. Durch die Cohensche Substitution

$$\left.\begin{array}{l} V_1 = m_1 w_1 + m_2 w_2 \\ V_2 = m_3 w_3 + m_4 w_4 \end{array}\right\} \quad (4)$$

erhält man aus Gleichung (3) zwei neue Gleichungen (5) mit w_1 und w_2 als Variablen, die sämtliche Koppelungsglieder wie Gleichung (1) enthalten; die Koeffizienten sind Funktionen der ursprünglichen Koeffizienten a_1, a_2, b_1, b_2, d_1, d_2 und der Transformationskoeffizienten m_1, m_2, m_3, m_4. Durch Elimination des Gliedes mit $\dfrac{d^2 w_2}{d t^2}$ aus der einen, des Gliedes mit $\dfrac{d^2 w_1}{d t^2}$ aus der anderen dieser Gleichungen ergeben sich die Gleichungen (6) und (7):

1) M. Wien, Wied. Ann. d. Phys. u. Chem. **61**, 151, 1897.

$$\left.\begin{aligned}
&\{(a_1 m_2 + d_1 m_4)(a_2 m_3 + d_2 m_1) - (a_2 m_4 + d_2 m_2)(a_1 m_1 + d_1 m_3)\} \frac{d^2 w_2}{d t^2} \\
&+ \{b_1 m_1 (a_2 m_3 + d_2 m_1) - b_2 m_3 (a_1 m_1 + d_1 m_3)\} \frac{d w_1}{d t} \\
&+ \{b_1 m_2 (a_2 m_3 + d_2 m_1) - b_2 m_4 (a_1 m_1 + d_1 m_3)\} \frac{d w_2}{d t} \\
&+ \{m_1 (a_2 m_3 + d_2 m_1) - m_3 (a_1 m_1 + d_1 m_3)\} w_1 + \{m_2 (a_2 m_3 + d_2 m_1) \\
&\qquad - m_4 (a_1 m_1 + d_1 m_3)\} w_2 = 0
\end{aligned}\right\} \quad (6)$$

$$\left.\begin{aligned}
&\{(a_2 m_4 + d_2 m_2)(a_1 m_1 + d_1 m_3) - (a_1 m_2 + d_1 m_4)(a_2 m_3 + d_2 m_1)\} \frac{d^2 w_1}{d t^2} \\
&+ \{b_1 m_1 (a_2 m_4 + d_2 m_2) - b_2 m_3 (a_1 m_2 + d_1 m_4)\} \frac{d w_1}{d t} \\
&+ \{b_1 m_2 (a_2 m_4 + d_2 m_2) - b_2 m_4 (a_1 m_2 + d_1 m_4)\} \frac{d w_2}{d t} \\
&+ \{m_1 (a_2 m_4 + d_2 m_2) - m_3 (a_1 m_2 + d_1 m_4)\} w_1 + \{m_2 (a_2 m_4 + d_2 m_2) \\
&\qquad - m_4 (a_1 m_2 + d_1 m_4)\} w_2 = 0
\end{aligned}\right\} \quad (7)$$

4. Nun werden die Transformationskoeffizienten m so bestimmt, daß in Gleichung (6) der Koeffizient von w_1 und in Gleichung (7) der Koeffizient von w_2 verschwindet. Das liefert für die beiden Quotienten $\frac{m_1}{m_3}$ und $\frac{m_2}{m_4}$ ein und dieselbe quadratische Gleichung

$$a_2 k + d_2 k^2 - a_1 k - d_1 = 0 \tag{7a}$$

wobei k für die in Rede stehenden Quotienten gesetzt ist, und aus welcher folgt:

$$\frac{m_1}{m_3} = \frac{m_2}{m_4} = \frac{a_1 - a_2 \pm \sqrt{(a_1 - a_2)^2 + 4 d_1 d_2}}{2 d_2} \tag{8a}$$

Jeder der beiden Quotienten kann also zwei Werte annehmen, so daß sich vier Kombinationen derselben, d. h. vier verschiedene Transformationsgleichungen von der Form (4) bilden lassen, welche die gestellte Bedingung erfüllen. Bei zwei Transformationen sind die Quotienten $\frac{m_1}{m_3}$ und $\frac{m_2}{m_4}$ einander vollkommen gleich, bei den beiden anderen sind sie verschieden, indem der Wurzelwert von Gleichung (8a) in dem einen Quotienten positiv, im anderen negativ genommen wird. Diesen letzteren Fall nimmt Herr Cohen und setzt:

$$\left.\begin{aligned} \frac{m_1}{m_3} = k_1 &= \frac{a_1 - a_2 + \sqrt{(a_1 - a_2)^2 + 4 d_1 d_2}}{2 d_2} \\ \frac{m_2}{m_4} = k_2 &= \frac{a_1 - a_2 - \sqrt{(a_1 - a_2)^2 + 4 d_1 d_2}}{2 d_2} \end{aligned}\right\} \quad (8)$$

wobei zur Abkürzung

$$\left.\begin{aligned} &\frac{m_1}{m_3} = k_1, \quad \frac{m_2}{m_4} = k_2, \\ &\frac{m_4}{m_1} = k_3, \text{ also } \frac{m_2}{m_3} = \frac{m_4}{m_1} \frac{m_1}{m_4} \frac{m_2}{m_3} = k_3 k_1 k_2 \end{aligned}\right\} \quad (9\,a)$$

gesetzt ist.

Was geschieht, wenn man gleiche Wurzelvorzeichen wählt, also $\frac{m_1}{m_3} = \frac{m_2}{m_4}$ annimmt, wird später (§ 15) gezeigt werden.

Mit der von Cohen getroffenen Wahl der Koeffizienten, d. h. bei Geltung der Gleichung (8) gehen nun die Gleichungen (6) und (7), wenn man die Koeffizienten ausmultipliziert, mit $m_3 m_4$ dividiert und die Größen k einführt, in folgende Form über[1]):

$$\left.\begin{aligned} P_1 \frac{d^2 w_2}{d t^2} + P_2 \frac{d w_2}{d t} + P_3 w_2 + \frac{1}{k_3} P_4 \frac{d w_1}{d t} &= 0 \\ T_1 \frac{d^2 w_1}{d t^2} + T_2 \frac{d w_1}{d t} + T_3 w_1 + k_3 T_4 \frac{d w_2}{d t} &= 0 \end{aligned}\right\} \quad (10)$$

Hierin ist

$$\left.\begin{aligned} P_1 &= (a_1 a_2 - d_1 d_2)(k_2 - k_1) & T_1 &= (a_1 a_2 - d_1 d_2)(k_1 - k_2) = -P_1 \\ P_2 &= a_2 b_1 k_2 + b_1 d_2 k_1 k_2 & T_2 &= a_2 b_1 k_1 + b_1 d_2 k_1 k_2 \\ &\quad - a_1 b_2 k_1 - b_2 d_1 & &\quad - a_1 b_2 k_2 - b_2 d_1 \\ P_3 &= a_2 k_2 + d_2 k_1 k_2 - a_1 k_1 - d_1 & T_3 &= a_2 k_1 + d_2 k_1 k_2 - a_1 k_2 - d_1 \\ P_4 &= a_2 b_1 + b_1 d_2 k_1 - a_1 b_2 & T_4 &= k_1 k_2 \Big(a_2 b_1 + b_1 d_2 k_2 - a_1 b_2 \\ &\quad - \frac{b_2 d_1}{k_1} & &\quad - \frac{b_2 d_1}{k_2} \Big) \end{aligned}\right\} \quad (11)$$

Hier beginnt nun die Integration mittels der Methode der partikulären Integrale. Bevor wir sie näher verfolgen, wollen wir noch

1) Die Gleichungen (10) und (11) gelten übrigens unabhängig von irgend welchen speziellen Werten der Größen k, wenn man nur den Quotienten $\frac{m_1}{m_3}$ als k_1 und $\frac{m_2}{m_4}$ als k_2 bezeichnet.

einige einfache Verbindungen der Größen k_1 und k_2 und der in Gleichung (11) eingeführten Werte P_1, P_2 usw. miteinander hinschreiben, die wir später brauchen und die sich durch einfache Ausrechnung ergeben.

Wenn Gleichung (8) gilt, so wird speziell:

$$k_1 + k_2 = \frac{a_1 - a_2}{d_2}, \quad k_1 - k_2 = + \frac{\sqrt{(a_1 - a_2)^2 + 4 d_1 d_2}}{d_2},$$

$$k_1 k_2 = - \frac{d_1}{d_2}$$

und

$$\left.\begin{aligned}
T_2 - P_2 &= (a_2 b_1 + a_1 b_2)(k_1 - k_2) = \frac{a_1 b_2 + a_2 b_1}{d_2} \sqrt{(a_1 - a_2)^2 + 4 d_1 d_2} \\
T_2 + P_2 &= (a_2 b_1 - a_1 b_2)(k_1 + k_2) + 2 b_1 d_2 k_1 k_2 - 2 b_2 d_1 \\
&= \frac{(a_2 b_1 - a_1 b_2)(a_1 - a_2)}{d_2} - 2 d_1 (b_1 + b_2) \\
T_3 - P_3 &= (a_2 + a_1)(k_1 - k_2) = \frac{a_2 + a_1}{d_2} \sqrt{(a_1 - a_2)^2 + 4 d_1 d_2} \\
T_3 + P_3 &= (a_2 - a_1)(k_1 + k_2) + 2 d_2 k_1 k_2 - 2 d_1 = - \frac{(a_1 - a_2)^2}{d_2} - 4 d_1 \\
T_2 P_2 - T_4 P_4 &= - b_1 b_2 (k_1 - k_2)^2 (a_1 a_2 - d_1 d_2) = \\
&= - \frac{b_1 b_2 (a_1 a_2 - d_1 d_2) [(a_1 - a_2)^2 + 4 d_1 d_2]}{d_2^2}
\end{aligned}\right\} \quad (11\,a)$$

Integration der Gleichungen.

Berechnung der Dämpfungs- und Frequenzkonstanten.

5. Zur Integration der Gleichung (10) macht Cohen statt des sonst üblichen Ansatzes $w_1 = A e^{\mu t}$, $w_2 = B e^{\mu t}$, wo A, B, μ Konstante sind, den Ansatz

$$w_1 = A e^{-\alpha t} w_1', \qquad w_2 = B e^{-\alpha t} w_2' \qquad (12)$$

wo A, B, α Konstante, w_1' und w_2' Funktionen von t sind, deren Form vorläufig noch unbestimmt bleibt.

Durch Einsetzen der Werte der Gleichung (12) in Gleichung (10) folgt:

$$\left.\begin{array}{l}\left\{P_1 \frac{d^2 w_2'}{d t^2} - 2 P_1 \alpha \frac{d w_2'}{d t} + P_1 \alpha^2 w_2' + P_2 \frac{d w_2'}{d t} - P_2 \alpha w_2' \right.\\ \qquad \left. + P_3 w_2'\right\} B e^{-\alpha t} + \frac{P_4}{k_3}\left(\frac{d w_1'}{d t} - \alpha w_1'\right) A e^{-\alpha t} = 0 \\ \left\{T_1 \frac{d^2 w_1'}{d t^2} - 2 T_1 \alpha \frac{d w_1'}{d t} + T_1 \alpha^2 w_1' + T_2 \frac{d w_1'}{d t} - T_2 \alpha w_1' \right.\\ \qquad \left. + T_3 w_1'\right\} A e^{-\alpha t} + k_3 T_4 \left(\frac{d w_2'}{d t} - \alpha w_2'\right) B e^{-\alpha t} = 0 \end{array}\right\} \quad (13)$$

Der Wert von α wird nun so bestimmt, daß die Glieder, welche erste Differentialquotienten von w_1' und w_2' enthalten, in Gleichung (13) wegfallen. Es soll also sein

$$B(P_2 - 2 P_1 \alpha) \frac{d w_2'}{d t} + \frac{A P_4}{k_3} \frac{d w_1'}{d t} = 0$$

und

$$A(T_2 - 2 T_1 \alpha) \frac{d w_1'}{d t} + B T_4 k_3 \frac{d w_2'}{d t} = 0 \quad (14)$$

Daraus folgt: es muß sein

$$\frac{A \frac{d w_1'}{d t}}{B \frac{d w_2'}{d t}} = \frac{(2 P_1 \alpha - P_2) k_3}{P_4} = \frac{T_4 k_3}{2 T_1 \alpha - T_2} = \zeta(\alpha), \quad (14\,\mathrm{a})$$

indem wir diesen Ausdruck als Funktion von α durch $\zeta(\alpha)$ bezeichnen. Hieraus ergibt sich die quadratische Gleichung für α

$$T_2 P_2 - 2(P_1 T_2 + T_1 P_2)\alpha + 4 T_1 P_1 \alpha^2 = T_4 P_4,$$

aus der mit Zuhilfenahme der Beziehung $P_1 = - T_1$ [vgl. Gleichung (11)] die beiden Werte von α folgen, die Cohen angibt:

$$\alpha = \frac{T_2 - P_2 \pm \sqrt{(T_2 + P_2)^2 - 4 T_4 P_4}}{4 T_1} \quad (16)$$

Dieser Ausdruck läßt sich, was Cohen nicht ausführt, noch beträchtlich vereinfachen, wenn man die Beziehungen der Gleichungen (11) und (11 a) benutzt. Es wird nämlich

$$\begin{aligned}(T_2 + P_2)^2 - 4 T_4 P_4 &= (T_2 - P_2)^2 + 4(T_2 P_2 - T_4 P_4) \\ &= (a_1 b_2 + a_2 b_1)^2 (k_1 - k_2)^2 - 4 b_1 b_2 (a_1 a_2 - d_1 d_2)(k_1 - k_2)^2 \\ &= (k_1 - k_2)^2 [(a_1 b_2 - a_2 b_1)^2 + 4 b_1 b_2 d_1 d_2].\end{aligned}$$

Also

$$\left.\begin{aligned}\alpha &= \frac{a_1 b_2 + a_2 b_1 \pm \sqrt{(a_1 b_2 - a_2 b_1)^2 + 4 b_1 b_2 d_1 d_2}}{4(a_1 a_2 - d_1 d_2)} \\ &= \frac{a_1 b_2 + a_2 b_1 \pm \sqrt{(a_1 b_2 + a_2 b_1)^2 - 4 b_1 b_2 (a_1 a_2 - d_1 d_2)}}{4(a_1 a_2 - d_1 d_2)}\end{aligned}\right\} \quad (16\,a)$$

was sich auch nach Division von Zähler und Nenner mit $a_1 a_2$ und Einführung der Wienschen Bezeichnungen übersichtlicher so schreiben läßt

$$\alpha = \frac{\delta_1 + \delta_2 \pm \sqrt{(\delta_1 - \delta_2)^2 + 4 \delta_1 \delta_2 \varrho_1 \varrho_2}}{2(1 - \varrho_1 \varrho_2)} \quad (16\,b)$$

Beide Werte α sind positiv reell, da in allen in Betracht kommenden Fällen die Koeffizienten a, b, d positiv sind und $a_1 a_2 > d_1 d_2$ ist, so daß die Quadratwurzel in Gleichung (16) bzw. (16a) kleiner ist als der davorstehende positive Term.

Da α zwei verschiedene Werte α_1 und α_2 hat, so kann man zwei partikuläre Integrale der Gleichung (12) bilden und addieren, so daß die Lösung die Form erhält

$$\left.\begin{aligned} w_1 &= A_1 e_1^{-\alpha_1 t} w_1'(\alpha_1) + A_2 e^{-\alpha_2 t} w_1'(\alpha_2) \\ w_2 &= B_1 e^{-\alpha_1 t} w_2'(\alpha_1) + B_2 e^{-\alpha_2 t} w_2'(\alpha_2), \end{aligned}\right\} \quad (17\,a)$$

wie richtiger statt der Cohenschen Gleichung (17) zu schreiben ist. Denn der aus Gleichung (14a) bestimmte Quotient $\dfrac{A \dfrac{d w_1'}{d t}}{B \dfrac{d w_2'}{d t}}$, den wir $\zeta(\alpha)$ genannt haben, hat 2 verschiedene Werte $\zeta(\alpha_1)$ und $\zeta(\alpha_2)$. Daher gibt es auch 2 verschiedene Wertepaare w_1', w_2'; das eine gehört zu α_1, das andere zu α_2.

6. Hat man α in dieser Weise bestimmt, so nehmen die Gleichungen (13) die einfachere Form an

$$\left.\begin{aligned} \left(P_1 \frac{d^2 w_2'}{d t^2} + N_1 w_2'\right) B - \frac{A \alpha P_4}{k_3} w_1' &= 0 \\ \left(T_1 \frac{d^2 w_1'}{d t^2} + N_2 w_1'\right) A - B \alpha T_4 k_3 w_2' &= 0 \end{aligned}\right\} \quad (20)$$

wobei zur Abkürzung gesetzt ist

$$\left.\begin{aligned} P_1 \alpha^2 - P_2 \alpha + P_3 &= N_1 \\ T_1 \alpha^2 - T_2 \alpha + T_3 &= N_2 \end{aligned}\right\} \quad (19)$$

Wegen der doppelten Werte α gibt es auch hier zwei Paare von Werten N_1, N_2, das eine zu α_1, das andere zu α_2 gehörend.

Die Gleichungen (20) stellen nun gekoppelte Schwingungsgleichungen ohne Dämpfungsglieder dar; ihre Lösung läßt sich in bekannter Weise finden durch den Ansatz

$$w_1' = D e^{i\lambda t}, \qquad w_2' = F e^{i\lambda t} \tag{21}$$

Durch Einsetzen dieser partikulären Integrale in die Gleichung (20) erhält man die beiden Bedingungsgleichungen für λ

$$\left.\begin{aligned} (-P_1\lambda^2 + N_1)BF - \frac{\alpha P_4}{k_3} AD = 0 \\ (-T_1\lambda^2 + N_2)AD - \alpha T_4 k_3 BF = 0 \end{aligned}\right| \tag{22}$$

Aus ihnen folgt:

$$\frac{AD}{BF} = \frac{(-P_1\lambda^2 + N_1)k_3}{\alpha P_4} = \frac{\alpha T_4 k_3}{-T_1\lambda^2 + N_2} = \eta(\alpha, \lambda^2), \tag{22 a}$$

indem man diesen Quotienten als Funktion von α und λ mit $\eta(\alpha, \lambda^2)$ bezeichnet. Dabei ist zu berücksichtigen, daß λ selbst wieder von α abhängt. Denn zur Berechnung von λ erhält man die determinierende (charakteristische) Gleichung, indem man die beiden mittleren Ausdrücke der Gleichung (22 a) einander gleichsetzt, nämlich

$$T_1 P_1 \lambda^4 - (N_1 T_1 + N_2 P_1)\lambda^2 + N_1 N_2 - \alpha^2 T_4 P_4 = 0.$$

Sie ist quadratisch für λ^2 und liefert, wenn man wieder die Beziehung $P_1 = -T_1$ von Gleichung (11) mitbenutzt,

$$\lambda^2 = \frac{N_2 - N_1 \pm \sqrt{(N_2 + N_1)^2 - 4\,T_4 P_4 \alpha^2}}{2\,T_1} \tag{23}$$

Da α zwei verschiedene Werte α_1 und α_2 besitzt, so ergeben sich vier Werte für λ^2, also acht Werte λ, die paarweise gleich, aber mit entgegengesetztem Vorzeichen versehen sind.

Cohen benutzt nur zwei Werte von λ, indem er das doppelte Vorzeichen der Quadratwurzel $\sqrt{\lambda^2}$ unberücksichtigt läßt. Macku macht auf diese Vernachlässigung aufmerksam und spricht von vier Werten λ, übersieht dabei aber noch den Einfluß des Doppelwertes von α, der die Zahl auf acht erhöht.

Nur vier verschiedene Werte ergeben sich für die Funktion $\eta(\alpha, \lambda^2)$, d. h. für den Quotienten $AD : BF$, da η nur von λ^2, nicht von λ selber abhängt, so daß nur vier Kombinationen von α und λ dabei in Betracht kommen.

Gleichung (23) läßt sich noch etwas vereinfachen und für unsere Zwecke passender gestalten. Zunächst ergibt sich aus den Gleichungen (19) durch Subtraktion und Einsetzen je eines Wertes α_1 oder α_2 von α, wenn man die Berechnung durchführt,

$$\left.\begin{aligned} N_2 - N_1 &= (k_1 - k_2)\left(a_1 + a_2 - \frac{b_1 b_2}{1}\right) \\ &= \frac{\sqrt{(a_1 - a_2)^2 + 4 d_1 d_2}}{d_2} \left(a_1 + a_2 - \frac{b_1 b_2}{2}\right) \end{aligned}\right\} \quad (24\,a)$$

Dieser Wert ist also unabhängig von α.

Ferner wird, da wieder $T_1 = - P_1$, also $T_1 + P_1 = 0$ ist,

$$\left.\begin{aligned} &(N_2 + N_1)^2 - 4 T_4 P_4 \alpha^2 = [(T_3 + P_3) - (T_2 + P_2)\alpha]^2 - 4 T_4 P_4 \alpha^2 \\ &= (T_3 + P_3)^2 - 2(T_3 + P_3)(T_2 + P_2)\alpha + [(T_2 + P_2)^2 - 4 T_4 P_4]\alpha^2 \end{aligned}\right\} \quad (25\,a)$$

Der Faktor von α^2 im letzten Ausdruck rechts ist derselbe, der in Gleichung (16) für α unter dem Wurzelzeichen vorkommt und dort berechnet worden ist.

Aus den partikulären Integralen w_1' und w_2' [Gleichung (21)] bildet Herr Cohen mit den nach Gleichung (23) bestimmten Werten von λ mittels Gleichung (17) die allgemeinen Integrale w_1 und w_2, wobei wieder zur Abkürzung statt der konstanten Produkte AD und BF neue konstante Koeffizienten K eingeführt werden. Wir wollen diese Rechnungen nicht weiter verfolgen, da sie für uns nicht mehr in Betracht kommen, und an sich richtig sind, wenn man von der in § 5 angedeuteten erforderlichen Änderung der Gleichung (17) und der Berücksichtigung der acht Werte von λ (statt der Cohenschen zwei) absieht. Der eigentliche wunde Punkt der Cohenschen Methode liegt nämlich an einer anderen Stelle und ist der folgende.

Untersuchung der Bedingungen, unter denen die Cohensche Lösung gilt.

7. Aus Gleichung (14 a) ist ersichtlich, daß der Quotient

$$A \frac{d w_1'}{d t} : B \frac{d w_2'}{d t}$$

eine eindeutige Funktion $\zeta(\alpha)$ von α ist; zu α_1 und zu α_3 gehört je ein Wert dieses Quotienten $\zeta(\alpha)$. Durch Integration erhält man also

$$\left.\begin{aligned} &A_1 w_1'(\alpha_1) = B_1 \zeta(\alpha_1) w_2'(\alpha_1) + B_1 C_1 \\ \text{und} \quad &A_2 w_1'(\alpha_2) = B_2 \zeta(\alpha_2) w_2'(\alpha_2) + B_2 C_2 . \end{aligned}\right\} \quad (26a)$$

indem man die additive Konstante, die bei der Integration zugefügt werden kann, in der Produktform BC schreibt, und die zu α_1 gehörenden Größen mit Index 1, die andern mit Index 2 versieht.

Daraus folgt:

$$\frac{A_1}{B_1} = \frac{\zeta(\alpha_1)\, w_2'(\alpha_1)}{w_1'(\alpha_1)} + \frac{C_1}{w_1'(\alpha_1)} \quad \text{und} \quad \frac{A_2}{B_2} = \frac{\zeta(\alpha_2)\, w_2'(\alpha_2)}{w_1'(\alpha_2)} + \frac{C_2}{w_1'(\alpha_2)} \tag{27 a}$$

Die Konstanten C_1 und C_2 sind aber gleich Null zu setzen. Jedenfalls trifft das zu, wenn für w_1' und w_2' die partikulären Integrale der Gleichung (21) angenommen werden; denn dann ist der Quotient $\frac{w_2'}{w_1'} = \frac{F}{D}$ eine Konstante, und da die linken Seiten von Gleichung (27 a) konstant sein sollen, so müssen notwendig C_1 und C_2 verschwinden, falls nicht w_1' und w_2' selber in Konstante ausarten. Dieser letzte Fall aber würde keine uns interessierende Lösung bedeuten. Die Gleichungen (27 a) vereinfachen sich also zu

$$\frac{A_1}{B_1} = \frac{\zeta(\alpha_1)\, w_2'(\alpha_1)}{w_1'(\alpha_1)} \quad \text{und} \quad \frac{A_2}{B_2} + \frac{\zeta(\alpha_2)\, w_2'(\alpha_2)}{w_1'(\alpha_2)} \tag{27 b}$$

Führt man nun hier auf den rechten Seiten die Werte w_1' und w_2' aus Gleichung (21) ein und hebt den Faktor $e^{i\lambda t}$ weg, so kann man schreiben

$$\frac{A_1 D_1}{B_1 F_1} = \zeta(\alpha_1) \quad \text{und} \quad \frac{A_2 D_2}{B_2 F_2} = \zeta(\alpha_2) \tag{28 a}$$

Nun folgt aber aus Gleichung (22 a), daß derselbe Quotient $\frac{AD}{BF}$ den Wert bzw. die Werte $\eta\,(\alpha,\ \lambda^2)$ haben muß, die durch α und die zugehörigen λ bestimmt werden. Daraus folgt mit Notwendigkeit die Bedingung

$$\zeta(\alpha) = \eta\,(\alpha, \lambda^2) \tag{29 a}$$

8. Diese Gleichung stellt eigentlich vier dar, zwei für α_1 und die beiden zugehörigen Werte von λ^2, die andern zwei für α_2 und die zugehörigen Werte von λ^2. Der Einfachheit halber schreiben wir sie nur einmal hin. Durch Einsetzen der Werte η und ζ aus Gleichung (22 a) und (14 a) folgt

$$\frac{(2P_1\,\alpha - P_2)\,k_3}{P_4} = \frac{T_4\,k_3}{2\,T_1\,\alpha - T_2} = \frac{(N_1 - P_1\,\lambda^2)\,k_3}{\alpha\,P_4} \quad \frac{\alpha\,T_4\,k_3}{N_2 - T_1\,\lambda^2} \tag{30 a}$$

oder, wenn man mit $\alpha\,P_4$ multipliziert und durch k_3 dividiert,



$$2 P_1 \alpha^2 - P_2 \alpha \equiv \frac{\alpha T_4 P_4}{2 T_1 \alpha - T_2} = N_1 - P_1 \lambda^2 \equiv \frac{\alpha^2 T_4 P_4}{N_2 - T_1 \lambda^2} \tag{30b}$$

Hierin sind die durch das Identitätszeichen $\equiv$ verbundenen Werte identisch gleich, da sie beide denselben Wert ζ bzw. η darstellen. Setzt man nun das erste und dritte, und ebenso das zweite und vierte Glied von Gleichung (30 b) einander gleich, so erhält man

$$\left.\begin{aligned} 2 P_1 \alpha^2 - P_2 \alpha &= N_1 - P_1 \lambda^2 \\ 2 T_1 \alpha^2 - T_2 \alpha &= N_2 - T_1 \lambda^2 \end{aligned}\right\} \tag{31a}$$

Durch Addition folgt hieraus, da nach Gleichung (11) $T_1 = - P_1$ ist:

$$- (T_2 + P_2) \alpha = N_2 + N_1 \tag{32a}$$

Andererseits folgt aber aus Gleichung (19) durch Addition:

$$- (T_2 + P_2) \alpha + T_3 + P_3 = N_2 + N_1 \tag{33a}$$

Diese beiden Gleichungen können für endliche Werte der P, T und N nur dann nebeneinander bestehen, wenn

$$T_3 + P_3 = 0 \tag{34a}$$

ist. Das liefert eine Bedingungsgleichung, welcher die Koeffizienten a_1, a_2, b_1, b_2, d_1, d_2 genügen müssen, damit die Cohensche Integrationsmethode anwendbar ist. Mit Rücksicht auf den in Gleichung (11 a) angegebenen Wert von $T_3 + P_3$ ergibt sich diese Bedingung als

$$\frac{(a_1 - a_2)^2}{d_2} + 4 d_1 = 0 \tag{34b}$$

Da nun d_1 und d_2 — vgl. die Gleichungen (1) bis (3) — beide positiv sind, jedenfalls nicht negativ[1]) werden, so zerfällt diese Bedingungsgleichung in die beiden einfacheren

$$\left.\begin{aligned} a_1 &= a_2 \\ d_1 &= 0 \end{aligned}\right\} \tag{35a}$$

Das bedeutet aber: **die Cohensche Integrationsmethode ist streng nur im Resonanzfall anwendbar, wenn außerdem noch das eine Koppelungsglied ganz wegfällt.**

Die erste Bedingung ist einfach zu erfüllen; die zweite aber

1) Das Vorzeichen der Koppelungsglieder in Gleichung (3) hängt davon ab, welche willkürlich zu wählende Richtung man als positive für Strom und Spannung festlegt. Da sich aber in jedem Fall zugleich beide Vorzeichen (von d_1 und d_2) umkehren, so ändert sich dadurch an (Gleichung 34 b) nichts.



kommt auf einen Grenzfall hinaus, der sich praktisch überhaupt nicht verwirklichen läßt. In Wirklichkeit behält d_1 immer einen endlichen Wert; doch kann derselbe sehr klein werden, jedenfalls viel kleiner als d_2, so daß die Rückwirkung des Kreises II auf den Kreis I sehr gering ist und unter Umständen ganz vernachlässigt werden kann. Das tritt nach Gleichung (2) ein, wenn die Kapazität C_2 des sekundären Kreises klein ist gegen die des primären Kreises C_1. Bei dem von Cohen angeführten Zahlenbeispiel auf S. 466 sind diese Bedingungen annähernd erfüllt; es ist Resonanz angenommen ($L_1 C_1 = L_2 C_2 = a_1 = a_2 = 33 \cdot 10^{-15}$) und es ist weiter $C_1 = 5300 \cdot 10^{-21}$, $C_2 = 450 \cdot 10^{-21}$ gesetzt. Daher wird $d_1 : d_2 = C_2 : C_1 = 450 : 5300 = 0{,}085$, also kleiner als $^1/_{10}$, und die Resultate der Rechnung können wohl mit der Erfahrung hinreichend übereinstimmen, obwohl das Ganze eine Näherungsrechnung ist, deren Genauigkeit sich schwer übersehen läßt.

9. Bedenklich ist bei dieser Näherungsrechnung — wenn d_1 bzw. ϱ_1 nicht Null ist — der Umstand, daß ein Maßstab für die Größe des begangenen Fehlers fehlt. Denn die aus Gleichung (32 a) und (33 a) hier abgeleitete Bedingung fordert, daß $T_3 + P_3 = 0$ sein, und nicht etwa bloß gegen eine endliche Größe verschwinden muß. Am bedenklichsten ist es aber, daß für den Fall $T_3 + P_3 = 0$, wo die Cohensche Lösung streng gilt, das ganze Problem sowohl, wie seine Lösung sich als eine Ausartung des normalen Problems darstellt. Für das Problem selbst folgt dies daraus, daß natürlich der Koppelungskoeffizient d_1 bzw. ϱ_1 niemals wirklich gleich Null sein kann; für die Lösung daraus, daß bei Geltung von Gleichung (35 a) die Größen k_1 und k_2 in Gleichung (8) Null werden, was zur Folge hat, daß nach Gleichung (4) das Potential V_2 im sekundären Kreis unendlich groß wird gegen dasjenige im primären Kreis V_1.

Es werden aber in diesem Falle, also wenn $a_1 = a_2 = a$ und $d_1 = 0$ ist, nicht nur k_1 und k_2, sowie alle in Gleichung (11 a) angegebenen Größen gleich Null, sondern es verschwinden auch die Größen P_1, P_2, P_3, T_1, T_2, T_3, T_4, in Gleichung (11), und somit werden die Differentialgleichungen (10), auf denen sich die Lösung aufbaut, scheinbar hinfällig, da ihre Koeffizienten sämtlich Null werden. P_4 bleibt zwar endlich, aber der Quotient $\frac{P_4}{k_3}$, der als Koeffizient von $\frac{d\,w_1}{d\,t}$ in Gleichung (10) auftritt, wird ebenfalls Null, wenn m_1 und m_2 einerseits, m_3 und m_4 andererseits von gleicher Größenordnung an-

genommen werden, was allein in Betracht kommt. Denn dann wird $\frac{1}{k_3} = \frac{m_1}{m_4}$ von gleicher Größenordnung unendlich klein wie k_1 und k_2. Der letzte Koeffizient $k_3 T_4$ in Gleichung (10) wird dann ebenfalls Null, da T_4 das Produkt $k_1 k_2$ als Faktor enthält. Man kann freilich durch Wegheben eines gemeinsamen Faktors die Koeffizienten wieder endlich machen. Das gelingt, wenn man zunächst $d_1 > 0$ annimmt und dann erst zur Grenze $d_1 = 0$ übergeht; der Faktor $\sqrt{\frac{d_1}{d_2}}$ läßt sich dabei wegheben. Doch ändert diese Umformung nichts an der Tatsache, daß man es mit einer Ausartung des schwingenden gekoppelten Systems zu tun hat, die in der Natur nicht zu verwirklichen ist.[1])

Probe auf die Richtigkeit der Cohenschen Lösung durch Einsetzen der Integrale.

10. Daß die Cohensche Lösung mit den Dämpfungs- und Frequenzkonstanten α und λ nur für den Fall $a_1 = a_2$ und $d_1 = 0$ gilt, kann man auch zeigen, indem man die Integrale w_1 und w_2 rückwärts in die Differentialgleichungen (10) einsetzt. Es würde eine unübersehbare Rechnung geben, wollten wir den allgemeinen Fall der Nichtresonanz so behandeln. Die Betrachtung des Resonanzfalls genügt aber vollkommen.

Wir setzen also in Gleichung (3)

$$\left.\begin{aligned} a_1 = a_2 = a \\ d_1 \text{ und } d_2 > 0 \end{aligned}\right\} \quad (36a)$$

oder in der übersichtlicheren Bezeichnung von Wien, die wir von jetzt an benutzen wollen

$$\left.\begin{aligned} n_1^2 = n_2^2 = n^2 = \frac{1}{a} \\ \varrho_1 = \frac{d_1}{a} \text{ und } \varrho_2 = \frac{d_2}{a} \text{ beide } > 0 \end{aligned}\right\} \quad (36b)$$

1) Da man die Rechnung genau ebenso durchführen kann, wenn man die reziproken Quotienten $\frac{m_3}{m_1}$ und $\frac{m_4}{m_2}$ [vgl. Gleichung (8)] passend bestimmt, wobei sich als Bedingung wieder Gleichung (34b) aber mit vertauschten Indizes ergibt, so folgt, daß die Cohensche Lösung eigentlich überhaupt nur bei Fortfall jeder Koppelung gilt; dann freilich ist sie richtig, liefert aber nichts neues, da sie dann in die wohlbekannte Lösung für zwei freie Schwingungssysteme übergeht.

Es wird sich zeigen, daß die Cohensche Lösung mit $d_1 > 0$ den Differentialgleichungen nicht genügt.

Die Gleichungen (3) werden also

$$\left.\begin{aligned} a\frac{d^2 V_1}{dt^2} + b_1\frac{dV_1}{dt} + V_1 + d_1\frac{d^2 V_2}{dt^2} &= 0 \\ \text{und} \qquad a\frac{d^2 V_2}{dt^2} + b_2\frac{dV_2}{dt} + V_2 + d_2\frac{d^2 V_1}{dt^2} &= 0 \end{aligned}\right\} \quad (3\,\text{a})$$

bzw.

$$\left.\begin{aligned} \frac{d^2 V_1}{dt^2} + 2\delta_1\frac{dV_1}{dt} + n^2 V_1 + \varrho_1\frac{d^2 V_2}{dt^2} &= 0 \\ \text{und} \qquad \frac{d^2 V_2}{dt^2} + 2\delta_2\frac{dV_2}{dt} + n^2 V_2 + \varrho_2\frac{d^2 V_1}{dt^2} &= 0 \end{aligned}\right\} \quad (3\,\text{b})$$

Durch die Substitution von Gleichung (4) kommt man wieder zu den Gleichungen (10), wo aber nun die Größen k_1, k_2, $P_1 \ldots$, $T_1 \ldots$, folgende spezielle Formen haben:

$$\left.\begin{aligned} k_1 = -k_2 = \sqrt{\frac{d_1}{d_2}} = \sqrt{\frac{\varrho_1}{\varrho_2}}; \qquad k_1 + k_2 = 0, \\ k_1 - k_2 = 2\sqrt{\frac{d_1}{d_2}} = 2\sqrt{\frac{\varrho_1}{\varrho_2}}; \quad k_1 k_2 = -\frac{d_1}{d_2} = -\frac{\varrho_1}{\varrho_2} \end{aligned}\right\} \quad (37\,\text{a})$$

$$\left.\begin{aligned} P_1 &= -2\sqrt{\frac{d_1}{d_2}}(a^2 - d_1 d_2) = -2a^2\sqrt{\frac{\varrho_1}{\varrho_2}}(1 - \varrho_1\varrho_2) \\ P_2 &= -\sqrt{\frac{d_1}{d_2}}(b_1 + b_2)(a + \sqrt{d_1 d_2}) = -2a^2\sqrt{\frac{\varrho_1}{\varrho_2}}(\delta_1 + \delta_2)(1 + \sqrt{\varrho_1\varrho_2}) \\ P_3 &= -2\sqrt{\frac{d_1}{d_2}}(a + \sqrt{d_1 d_2}) = -2a^2\sqrt{\frac{\varrho_1}{\varrho_2}}n^2(1 + \sqrt{\varrho_1\varrho_2}) \\ P_4 &= +(b_1 - b_2)(a + \sqrt{d_1 d_2}) = +2a^2(\delta_1 - \delta_2)(1 + \sqrt{\varrho_1\varrho_2}) \\ T_1 &= +2\sqrt{\frac{d_1}{d_2}}(a^2 - d_1 d_2) = +2a^2\sqrt{\frac{\varrho_1}{\varrho_2}}(1 - \varrho_1\varrho_2) = -P_1 \\ T_2 &= +\sqrt{\frac{d_1}{d_2}}(b_1 + b_2)(a - \sqrt{d_1 d_2}) = +2a^2\sqrt{\frac{\varrho_1}{\varrho_2}}(\delta_1 + \delta_2)(1 - \sqrt{\varrho_1\varrho_2}) \\ T_3 &= +2\sqrt{\frac{d_1}{d_2}}(a - \sqrt{d_1 d_2}) = +2a^2\sqrt{\frac{\varrho_1}{\varrho_2}}n^2(1 - \sqrt{\varrho_1\varrho_2}) \\ T_4 &= -\frac{d_1}{d_2}(b_1 - b_2)\left(a - \sqrt{d_1 d_2}\right) = -2a^2\frac{\varrho_1}{\varrho_2}(\delta_1 - \delta_2)(1 - \sqrt{\varrho_1\varrho_2}) \end{aligned}\right\} \quad (38\,\text{a})$$

$$\left.\begin{aligned} T_2 + P_2 &= -2d_1(b_1 + b_2) = -4a^2 \varrho_1 (\delta_1 + \delta_2), \\ T_2 - P_2 &= 2a\sqrt{\frac{d_1}{d_2}}(b_1 + b_2) = 4a^2\sqrt{\frac{\varrho_1}{\varrho_2}}(\delta_1 + \delta_2), \\ T_3 + P_3 &= -4d_1 = -4a^2 \varrho_1 n^2, \\ T_3 - P_3 &= 4a\sqrt{\frac{d_1}{d_2}} = 4a^2\sqrt{\frac{\varrho_1}{\varrho_2}}\, n^2 \end{aligned}\right\} \quad (39\,\mathrm{a})$$

Die Frequenzkonstanten[1] λ ergeben sich aus Gleichung (23) zu:

$$\left.\begin{aligned} \lambda^2 = {} & \frac{2(a^2 - d_1 d_2)\alpha^2 - a(b_1 + b_2)\alpha + 2a}{2(a^2 - d_1 d_2)} \\ & \pm \frac{\sqrt{d_1 d_2 [(b_1 + b_2)\alpha - 2]^2 + (a^2 - d_1 d_2)(b_1 - b_2)^2 \alpha^2}}{2(a^2 - d_1 d_2)} \end{aligned}\right\} \quad (40\,\mathrm{a})$$

oder anders geschrieben

$$\left.\begin{aligned} \lambda^2 = {} & \frac{(1 - \varrho_1 \varrho_2)\alpha^2 - (\delta_1 + \delta_2)\alpha + n^2}{1 - \varrho_1 \varrho_2} \\ & \pm \frac{\sqrt{\varrho_1 \varrho_2 [(\delta_1 + \delta_2)\alpha - n^2]^2 + (1 - \varrho_1 \varrho_2)(\delta_1 - \delta_2)^2 \alpha^2}}{1 - \varrho_1 \varrho_2} \end{aligned}\right\} \quad (40\,\mathrm{b})$$

Die Dämpfungen α_1 und α_2 bleiben dieselben wie in Gleichungen (16a und 16b), also

$$\left.\begin{aligned} \alpha &= \frac{a(b_1 + b_2) \pm \sqrt{a^2(b_1 + b_2)^2 - 4b_1 b_2 (a^2 - d_1 d_2)}}{4(a^2 - d_1 d_2)} \\ &= \frac{\delta_1 + \delta_2 \pm \sqrt{(\delta_1 + \delta_2)^2 - 4\delta_1 \delta_2 (1 - \varrho_1 \varrho_2)}}{2(1 - \varrho_1 \varrho_2)} \end{aligned}\right\} \quad (41\,\mathrm{a})$$

11. Wir nehmen nun einen der beiden Werte α von Gleichung (16b), etwa den mit positivem Wurzelvorzeichen α_1, und einen der zu diesem α_1 gehörenden 4 Werte von λ und bilden damit ein

---

1) In der Gleichung (31) bei Cohen sind einige Vorzeichenfehler enthalten, die man aus der Vergleichung mit Gleichung (40a) entnehmen kann. Die Fehler stecken bereits in den daselbst unmittelbar vorher angegebenen Werten von $N_2 - N_1$ und $P_4 T_4$. Diese lauten richtig

$$N_2 - N_1 = 4(a_1 a_2 - d_1 d_2) k_1 \alpha^2 - 2(a_2 b_1 + a_1 b_2) k_1 \alpha + 2(a_1 + a_2) k_1$$

$$P_4 T_4 = -\frac{d_1}{d_2}\{(a_2 b_1 - a_1 b_2)^2 + d_1 d_2 (b_1 - b_2)^2\}$$

Die Cohensche Schlußweise in betreff des Vorzeichens von λ^2 wird durch das Auftreten der negativen Glieder in λ^2 hinfällig, doch bleibt die Schlußfolgerung, daß λ^2 positiv, also λ reell ist, an sich richtig.

Paar zusammengehöriger partikulärer Integrale w_1 und w_2 nach Gleichungen (17 a) und (21). Diese werden in die Gleichungen (10) eingesetzt, wobei die Koeffizienten P_1, $P_2 \ldots$ die Werte der Gleichungen (38 a) haben.

Man kann beispielsweise in α und λ^2 die positiven Wurzelvorzeichen nehmen. Dann wird

$$\left.\begin{aligned} \alpha_1 &= \frac{\delta_1 + \delta_2 + \sqrt{(\delta_1 - \delta_2)^2 + 4\,\delta_1\,\delta_2\,\varrho_1\,\varrho_2}}{2(1 - \varrho_1\,\varrho_2)} \\ \lambda^2{}_{1,\,\mathrm{I}} &= \frac{(1 - \varrho_1\,\varrho_2)\,\alpha_1{}^2 - (\delta_1 + \delta_2)\,\alpha_1 + n^2}{1 - \varrho_1\,\varrho_2} \\ &\quad + \frac{\sqrt{\varrho_1\,\varrho_2\,[(\delta_1 + \delta_2)\,\alpha_1 - n^2]^2 + (1 - \varrho_1\,\varrho_2)(\delta_1 - \delta_2)^2\,\alpha_1{}^2}}{1 - \varrho_1\,\varrho_2} \end{aligned}\right\} \quad (41\,\mathrm{b})$$

wo der Index I bei λ die Wahl des positiven Wurzelvorzeichens in Gleichung (40 b), der Index 1 aber die Zugehörigkeit zu α_1 andeutet. Wir wollen jedoch, um alle Fälle zu umfassen, von solcher spezieller Bezeichnung absehen, müssen dann aber immer daran denken, daß α und λ im folgenden stets ein Paar zusammengehöriger Werte sind.[1]

Mit diesen Werten ergibt sich aus Gleichung (22 a) in Verbindung mit Gleichung (19), (37 a) und (38 a)

$$\left.\begin{aligned} \eta(\alpha, \lambda^2) &= \frac{(-P_1{}^2\lambda^2 + P_1\,\alpha^2 - P_2\,\alpha + P_3)\,k_3}{\alpha\,P_4} = \\ &= \frac{\sqrt{\varrho_1\varrho_2}\,[(\delta_1 + \delta_2)\alpha - n^2] \pm \sqrt{\varrho_1\varrho_2\,[(\delta_1 + \delta_2)\alpha - n^2]^2 + (1 - \varrho_1\varrho_2)(\delta_1 - \delta_2)^2\alpha^2}}{(1 + \sqrt{\varrho_1\,\varrho_2})(\delta_1 - \delta_2)\,\alpha} \\ &\qquad \cdot \frac{m_4}{m_1}\sqrt{\frac{\varrho_1}{\varrho_2}} \end{aligned}\right\} \quad (42\,\mathrm{a})$$

andererseits

$$\left.\begin{aligned} \eta(\alpha, \lambda^2) &= \frac{\alpha\,T_4\,k_3}{-T_1\,\lambda^2 + T_1\,\alpha^2 - T_2\,\alpha + T_3} = \\ &= -\frac{(1 - \sqrt{\varrho_1\,\varrho_2})(\delta_1 - \delta_2)\,\alpha}{\sqrt{\varrho_1\varrho_2}\,[(\delta_1 + \delta_2)\alpha - n^2] \mp \sqrt{\varrho_1\varrho_2\,[(\delta_1 + \delta_2)\alpha - n^2]^2 + (1 - \varrho_1\varrho_2)(\delta_1 - \delta_2)^2\alpha^2}} \\ &\qquad \cdot \frac{m_4}{m_1}\sqrt{\frac{\varrho_1}{\varrho_2}} \end{aligned}\right\} \quad (42\,\mathrm{b})$$

---

1) In den folgenden Rechnungen ist durchweg entweder nur das obere oder nur das untere Vorzeichen zu benutzen und an dem einmal gewählten α Wert festzuhalten.

Daß die beiden Ausdrücke der Gleichung (42 a) und (42 b) einander gleich sind, wie es sein muß, erkennt man leicht, wenn man sie auf gleichen Nenner bringt.

12. Unsere Partikularintegrale werden also hier

$$w_1 = A D e^{-\alpha t} e^{i\lambda t}, \qquad w_2 = B F e^{-\alpha t} e^{i\lambda t} \tag{43 a}$$

wobei α und λ z. B. durch Gleichung (41 a) gegeben sind und

$$\frac{A D}{B F} = \eta(\alpha, \lambda^2) \tag{44 a}$$

also gleich dem Wert von Gleichung (42 a) bzw. (42 b) sein muß, wenn man darin das gewählte Wertepaar α, λ einsetzt; d. h. in bezug auf λ: wenn man in Gleichung (42 a) und (42 b) dasselbe (obere oder untere) Wurzelvorzeichen wählt, wie in Gleichung (40 b).

Die von ihnen zu erfüllenden Differentialgleichungen (10) werden durch Einsetzen der Werte (38 a) für die Koeffizienten

$$\left.\begin{aligned}
&-2a^2\sqrt{\frac{\varrho_1}{\varrho_2}}(1-\varrho_1\varrho_2)\frac{d^2 w_2}{dt^2} - 2a^2\sqrt{\frac{\varrho_1}{\varrho_2}}(1+\sqrt{\varrho_1\varrho_2})(\delta_1+\delta_2)\frac{d w_2}{dt} \\
&-2a^2\sqrt{\frac{\varrho_1}{\varrho_2}}(1+\sqrt{\varrho_1\varrho_2})n^2 w_2 + \frac{m_1}{m_4}2a^2(1+\sqrt{\varrho_1\varrho_2})(\delta_1-\delta_2)\frac{d w_1}{dt} = 0 \\
&2a^2\sqrt{\frac{\varrho_1}{\varrho_2}}(1-\varrho_1\varrho_2)\frac{d^2 w_1}{dt^2} + 2a^2\sqrt{\frac{\varrho_1}{\varrho_2}}(1-\sqrt{\varrho_1\varrho_2})(\delta_1+\delta_2)\frac{d w_1}{dt} \\
&+2a^2\sqrt{\frac{\varrho_1}{\varrho_2}}(1-\sqrt{\varrho_1\varrho_2})n^2 w_1 - \frac{\varrho_1}{\varrho_2}\frac{m_4}{m_1}2a^2(1-\sqrt{\varrho_1\varrho_2})(\delta_1-\delta_2)\frac{d w_2}{dt} = 0
\end{aligned}\right\} \tag{45 a}$$

Setzt man hier die Integrale (43 a) ein und bezeichnet die Werte der linken Seiten mit $-X_2$ und X_1, so erhält man, wenn man noch die erste Gleichung durch $2a^2 B F$, die zweite durch $2a^2 A D$ dividiert:

$$\left.\begin{aligned}
&\Big\{\sqrt{\frac{\varrho_1}{\varrho_2}}(1-\varrho_1\varrho_2)(-\alpha+i\lambda)^2 + \sqrt{\frac{\varrho_1}{\varrho_2}}(1+\sqrt{\varrho_1\varrho_2})(\delta_1+\delta_2)(-\alpha+i\lambda) \\
&+\sqrt{\frac{\varrho_1}{\varrho_2}}(1+\sqrt{\varrho_1\varrho_2})n^2 - \\
&-\frac{m_1}{m_4}(1+\sqrt{\varrho_1\varrho_2})(\delta_1-\delta_2)\eta(\alpha,\lambda^2)(-\alpha+i\lambda)\Big\} e^{(-\alpha+i\lambda)t} = \frac{X_2}{2a^2 B F}
\end{aligned}\right\} \tag{46 a}$$

$$\left\{\sqrt{\frac{\varrho_1}{\varrho_2}}(1-\varrho_1\varrho_2)(-\alpha+i\lambda)^2+\sqrt{\frac{\varrho_1}{\varrho_2}}(1-\sqrt{\varrho_1\varrho_2})(\delta_1+\delta_2)(-\alpha+i\lambda)\right.$$
$$+\sqrt{\frac{\varrho_1}{\varrho_2}}(1-\sqrt{\varrho_1\varrho_2})n^2$$
$$\left.-\frac{\varrho_1}{\varrho_2}\frac{m_4}{m_1}(1-\sqrt{\varrho_1\varrho_2})(\delta_1-\delta_2)\frac{-\alpha+i\lambda}{\eta(\alpha,\lambda^2)}\right\}e^{(-\alpha+i\lambda)t}=\frac{X_1}{2a^2AD} \tag{46a}$$

13. Sollen nun, wie verlangt wird, die rechten Seiten von Gleichung (46 a) Null werden, so müssen die reellen und die imaginären Teile der geschweiften Klammern links jeder für sich verschwinden. Bei den reellen Teilen wird das, wie man sich leicht überzeugt, durch irgend ein zusammengehöriges Wertepaar α, λ, z. B. das von Gleichung (41 b), sowie den zugehörigen Wert (42 a) bzw. (42 b) von η in der Tat erfüllt, auch wenn $\varrho_1 > 0$ ist.

Für die imaginären Teile der Klammern, die wir mit $i y_1$ und $i y_2$ bezeichnen, ergibt sich, wenn man den gemeinsamen Faktor $i\lambda$ abspaltet,

$$i\lambda\left[-2\sqrt{\frac{\varrho_1}{\varrho_2}}(1-\varrho_1\varrho_2)\alpha+\sqrt{\frac{\varrho_1}{\varrho_2}}(1+\sqrt{\varrho_1\varrho_2})(\delta_1+\delta_2)\right.$$
$$\left.-\frac{m_1}{m_4}(1+\sqrt{\varrho_1\varrho_2})(\delta_1-\delta_2)\eta(\alpha,\lambda^2)\right]=i y_2$$
$$i\lambda\left[-2\sqrt{\frac{\varrho_1}{\varrho_2}}(1-\varrho_1\varrho_2)\alpha+\sqrt{\frac{\varrho_1}{\varrho_2}}(1-\sqrt{\varrho_1\varrho_2})(\delta_1+\delta_2)\right.$$
$$\left.-\frac{\varrho_1}{\varrho_2}\frac{m_4}{m_1}(1-\sqrt{\varrho_1\varrho_2})(\delta_1-\delta_2)\frac{1}{\eta(\alpha,\lambda^2)}\right]=i y_1 \tag{47a}$$

Diese Werte verschwinden, wenn entweder die Ausdrücke in den eckigen Klammern den Wert Null annehmen, oder wenn λ selbst Null wird. Letzteres bedeutet, abgesehen davon, daß der Wert λ ja bereits durch (40 a) bzw. (40 b) festgelegt ist, eine aperiodische Bewegung ohne Interesse. Die Klammerausdrücke aber werden mit den Werten λ^2 und α von (40 b) und (41 a) nur dann gleich Null, wenn $\varrho_1 = 0$ ist. Man erkennt das am leichtesten folgendermaßen. Wir nehmen die erste Gleichung von (47 a) und setzen $\eta(\alpha, \lambda^2)$ aus Gleichung (42 a) ein. Das liefert

$$\left.\begin{aligned}\frac{y_2}{\lambda} &= \sqrt{\frac{\varrho_1}{\varrho_2}}\Big(-2(1-\varrho_1\varrho_2)\alpha+(1+\sqrt{\varrho_1\varrho_2})(\delta_1+\delta_2)\\ &\qquad -\frac{1}{\alpha}\{\sqrt{\varrho_1\varrho_2}[(\delta_1+\delta_2)\alpha-n^2]\\ &\qquad \pm\sqrt{\varrho_1\varrho_2[(\delta_1+\delta_2)\alpha-n^2]^2+(1-\varrho_1\varrho_2)(\delta_1-\delta_2)^2\alpha^2}\}\Big)\\ &= -\frac{1}{\alpha}\sqrt{\frac{\varrho_1}{\varrho_2}}\Big(2(1-\varrho_1\varrho_2)\alpha^2-(\delta_1+\delta_2)\alpha-n^2\sqrt{\varrho_1\varrho_2}\\ &\qquad \pm\sqrt{\varrho_1\varrho_2[(\delta_1+\delta_2)\alpha-n^2]^2+(1-\varrho_1\varrho_2)(\delta_1-\delta_2)^2\alpha^2}\Big)\end{aligned}\right\} \quad (48\,\mathrm{a})$$

Damit dieser Ausdruck bei endlichem ϱ_1 verschwindet, muß die Klammer ( ) Null werden. Diese Bedingung liefert eine Gleichung zur Bestimmung von α. Der so berechnete Wert von α stimmt aber nicht mit dem Wert von Gleichung (41 a) überein. Setzt man nämlich die Klammer von Gleichung (48 a) gleich Null, so erhält man die Gleichung

$$\begin{aligned}\mp\sqrt{\varrho_1\varrho_2[(\delta_1+\delta_2)\alpha-n^2]^2+(1-\varrho_1\varrho_2)(\delta_1-\delta_2)^2\alpha^2} &=\\ 2(1-\varrho_1\varrho_2)\alpha^2-(\delta_1+\delta_2)\alpha-n^2\sqrt{\varrho_1\varrho_2}&\end{aligned} \quad (49\,\mathrm{a})$$

oder quadriert und mit Weglassung des Gliedes $\varrho_1\varrho_2 n^4$ beiderseits

$$\begin{aligned}&\varrho_1\varrho_2(\delta_1+\delta_2)^2\alpha^2-2\varrho_1\varrho_2(\delta_1+\delta_2)\alpha n^2+(1-\varrho_1\varrho_2)(\delta_1-\delta_2)^2\alpha^2\\ &=[2(1-\varrho_1\varrho_2)\alpha^2-(\delta_1+\delta_2)\alpha]^2-2n^2\sqrt{\varrho_1\varrho_2}[2(1-\varrho_1\varrho_2)\alpha^2-(\delta_1+\delta_2)\alpha]\end{aligned} \quad (50\,\mathrm{a})$$

Die zweite Gleichung von (47 a) führt ebenfalls auf (50 a).

Diese Gleichung wird offenbar von dem Cohenschen Wert α, Gleichung (16 b) bzw. (41 a), nicht befriedigt. Denn dieser ist von n unabhängig, während die Gleichung (50 a) einen Wert für α fordert, der n mit enthält, da die Glieder mit n^2 links und rechts verschiedene Koeffizienten haben, sich also nicht gegenseitig wegheben. Mit dem Cohenschen Wert (41 a) wird nämlich der Koeffizient von n^2 rechts

$$\begin{aligned}2\alpha\sqrt{\varrho_1\varrho_2}[2(1-\varrho_1\varrho_2)\alpha-(\delta_1+\delta_2)] &=\\ +2\alpha\sqrt{\varrho_1\varrho_2}\sqrt{(\delta_1+\delta_2)^2-4\delta_1\delta_2(1-\varrho_1\varrho_2)}&,\end{aligned}$$

während der Koeffizient links ist

$$2\alpha\varrho_1\varrho_2(\delta_1+\delta_2).$$

Beide Werte werden offenbar nur in Grenzfällen einander gleich; nämlich beide gleich Null, wenn ϱ_1 Null wird, oder beide gleich $2\alpha(\delta_1+\delta_2)$, wenn $\varrho_1\varrho_2 = 1$ ist. Dieser letzte Fall kommt aber

gar nicht in Betracht, da experimentell der Grenzwert $\varrho_1 \varrho_2 = 1$ für die Koppelung nicht zu verwirklichen ist. Die von n freien Glieder der Gleichung (50 a) werden mit den Cohenschen Werten α beiderseits gleich, auch wenn $\varrho_1 > 0$ ist. Doch genügt das natürlich nicht.

Abweichendes Verhalten der nach Cohen berechneten Dämpfungskonstanten von den nach der gewöhnlichen Methode berechneten in bezug auf ihre Größenänderung bei Veränderung des Koppelungsgrades.

14. Die Cohenschen Integrale erfüllen also im allgemeinen Falle beliebiger Koppelung, wo ϱ_1 und ϱ_2 bzw. d_1 und d_2 beide von Null verschieden sind, nicht streng die Differentialgleichungen. Sie könnten aber möglicherweise Näherungslösungen darstellen, die um so genauer werden, je mehr sich der eine Koppelungskoeffizient ϱ_1 der Null nähert. Es tritt aber auch hier ein bedenklicher Umstand auf, bei dem überdies die Größe der Koeffizienten ϱ_1 und ϱ_2 ganz gleichgültig ist. Der Cohensche Wert (16a) bzw. (16b) der Dämpfungen α der gekoppelten Schwingungen besagt nämlich, daß in jedem Fall durch die Koppelung die Dämpfung des stärker gedämpften freien Systems noch weiter vergrößert, die des schwächer gedämpften freien Systems noch weiter verkleinert wird[1]). Das steht aber in geradem Gegensatz zn den Ergebnissen der Wienschen Berechnung. Wien hat zwar die Rechnung nur für den Fall der Kraftkoppelung durchgeführt; er hat aber daneben gezeigt, daß der Fall der Beschleunigungs- bzw. magnetischen Koppelung sich näherungs-

1) Setzt man, was ganz willkürlich geschehen kann, fest, daß für verschwindendes ϱ_1 der Wert α_1 in δ_1, d. h. in die Dämpfung des freien Systems 1, ebenso α_2 in δ_2 übergehen soll, so muß man α_1 das positive, α_2 das negative Wurzelvorzeichen zuordnen. Das bedeutet aber: $\delta_1 - \delta_2$ muß positiv, also $\delta_1 > \delta_2$ sein. Das ohnehin schon größere δ_1 wird nun durch Hinzufügen des positiven Wurzelwertes noch mehr vergrößert zu α_1, während δ_2 durch Subtraktion zu α_2 verkleinert wird. Am deutlichsten ist dies Verhalten zu übersehen, wenn $4\delta_1 \delta_2 \varrho_1 \varrho_2$ klein ist gegen $(\delta_1 - \delta_2)^2$. Dann kann man die Quadratwurzel nach dem binomischen Satze entwickeln und erhält bei Vernachlässigung höherer Glieder

$$\alpha_1 = \delta_1 + \frac{\delta_1 \delta_2 \varrho_1 \varrho_2}{\delta_1 - \delta_2}, \qquad \alpha_2 = \delta_2 - \frac{\delta_1 \delta_2 \varrho_1 \varrho_2}{\delta_1 - \delta_2}.$$

Ist hier $\delta_1 > \delta_2$, so wird $\delta_1 - \delta_2$ positiv, also $\alpha_1 > \delta_1$ und $\alpha_2 < \delta_2$. Ist dagegen $\delta_1 < \delta_2$, so wird $\delta_1 - \delta_2$ negativ, also $\alpha_1 < \delta_1$ und $\alpha_2 > \delta_2$.



weise auf jenen zurückführen läßt und bis auf kleine Glieder von quadratischer oder höherer Ordnung dasselbe ergibt.

Dieser Widerspruch zwischen der Cohenschen Näherungslösung und der auf gewöhnlichem Wege gefundenen zweifellos richtigen scheint mir sehr bedenklich für jene zu sein. Daß in der Praxis der drahtlosen Telegraphie die beobachtete Dämpfung meist nicht mit der aus der genauen Lösung berechneten übereinstimmt, rührt natürlich nicht von Vernachlässigungen in der Rechnung her, sondern davon, daß die Schwingungssysteme nicht quasistationär schwingen, wie hier vorausgesetzt wurde. Eine zufällige bessere Übereinstimmung der beobachteten mit den nach Cohen berechneten Werten kann also auch nicht zugunsten der Cohenschen Rechnungsweise sprechen. Überdies scheinen auch die Zahlenrechnungen des auf S. 466 angeführten Beispiels nicht einwandfrei zu sein. Ich erhalte wenigstens ganz andere Werte für α_1 und α_2, sowohl bei dem Koppelungsgrad $\mu = 0{,}1$ als auch bei $\mu = 0{,}4$. Und auch wenn etwa unter Koppelungsgrad nicht der Wert μ sondern μ^2 verstanden wird, passen die Zahlen nicht. Der Vergleich der beigefügten kleinen Tabelle mit der Cohenschen Tabelle S. 466 beweist dies. Für diese Nichtübereinstimmung weiß ich keine andere Erklärung, als die von Druckfehlern oder rechnerischen Versehen.

Herr Cohen nimmt die beiden gleichgestimmten Systeme

$$\begin{aligned} R_1 &= 1 \text{ Ohm} = 10^9 \text{ cm/sek} \qquad L_1 = 6200 \text{ cm}, \\ C_1 &= 5300 \cdot 10^{-21} \text{ el.-magn. C.G.S.-Einh.} = 0{,}0053 \text{ M.F.} \\ R_2 &= 50 \text{ Ohm} = 50 \cdot 10^9 \text{ cm/sek} \qquad L_2 = 73000 \text{ cm}, \\ C_2 &= 450 \cdot 10^{-21} \text{ el.-magn. C.G.S.-Einh.} = 0{,}00045 \text{ M.F.}, \end{aligned}$$

deren Frequenz — von der Dämpfung abgesehen — ist

$$L_1 C_1 = L_2 C_2 = 32{,}9 \cdot 10^{-15},$$

und koppelt sie mit dem Koppelungskoeffizienten $\mu^2 = \varrho_1 \varrho_2 = \frac{M^2}{L_1 L_2}$.

Die Dämpfungen [1]) der freien Einzelsysteme sind:

$$\delta_1 = \frac{R_1}{2 L_1} = \frac{10^9}{12400} = 8{,}07 \cdot 10^4 \text{ sek}^{-1},$$

$$\delta_2 = \frac{R_2}{2 L_2} = \frac{50 \cdot 10^9}{146000} = 34{,}25 \cdot 10^4 \text{ sek}^{-1};$$

also

1) Cohen hat die Benennung γ_1 und γ_2 statt δ_1 und δ_2.

$$\frac{\delta_1 + \delta_2}{2} = 21{,}16 \cdot 10^4, \qquad \frac{\delta_1 - \delta_2}{2} = -13{,}09 \cdot 10^4,$$

$$\left(\frac{\delta_1 - \delta_2}{2}\right)^2 = 171{,}3 \cdot 10^8 \qquad \delta_1\,\delta_2 = 276{,}5 \cdot 10^8$$

Daraus folgen für

$$\alpha = \frac{\delta_1 + \delta_2 \pm \sqrt{(\delta_1 - \delta_2)^2 + 4\,\delta_1\,\delta_2\,\mu^2}}{2\,(1 - \mu^2)} =$$

$$= \frac{1}{1 - \mu^2}\left\{\frac{\delta_2 + \delta_1}{2} \mp \sqrt{\left(\frac{\delta_2 - \delta_1}{2}\right)^2 + \delta_1\,\delta_2\,\mu^2}\right\}$$

bei verschieden starker Koppelung die Werte der 9. und 10. Spalte, während die 11. und 12. die von Cohen S. 466 berechneten Werte enthalten.

μ	μ^2	$1-\mu^2$	$\delta_1\delta_2\mu^2$	$\left(\frac{\delta_2-\delta_1}{2}\right)^2 + \delta_1\delta_2\mu^2$	$\sqrt{\ldots}$	$\frac{\delta_2+\delta_1}{2} + \sqrt{\ldots}$	$\frac{\delta_2+\delta_1}{2} - \sqrt{\ldots}$
			$\times 10^8$	$\times 10^8$	$\times 10^4$	$\times 10^4$	$\times 10^4$
0,1	0,01	0,99	2,765	174,07	13,19	34,35	7,97
0,4	0,16	0,84	44,25	215,55	14,68	35,84	6,48
	0,1	0,9	27,65	198,95	14,11	35,27	7,05
	0,4	0,6	110,6	281,9	16,79	37,95	4,37

Fortsetzung.

α_2	α_1	nach Cohen	
		α_2	α_1
$\times 10^4$	$\times 10^4$		
34,70	8,05	$38 \cdot 10^4$	$9 \cdot 10^4$
42,8	7,71	$20 \cdot 10^4$	$5{,}4 \cdot 10^4$
39,2	7,83	—	—
63,2	7,28	—	—

Schluß.

15. In § 4 wurde darauf hingewiesen, daß die Quotienten $\frac{m_1}{m_3}$ und $\frac{m_2}{m_4}$ der Transformationskoeffizienten auch beide denselben Wert annehmen dürfen, nämlich entweder den Wert k_1 oder k_2 von Gleichung (8). Dieser von Cohen nicht behandelte Fall soll noch kurz erledigt werden. Er führt ebensowenig wie der bisher betrachtete

zur allgemeinen Lösung, sondern gibt auch nur eine spezielle. Insbesondere ist die Cohensche Integrationsmethode hierbei überhaupt nur anwendbar, wenn zwischen den Koeffizienten der Schwingungsgleichungen von vornherein ganz bestimmte Beziehungen bestehen.

Man erhält nämlich formal dieselben Gleichungen (10) und (11) aus (6) und (7); nur sind jetzt die beiden Werte k_1 und k_2 einander gleich, indem beide entweder gleich k_1 oder beide gleich k_2 sind. Daher verschwinden die Größen P_1 und T_1 und mit ihnen die Glieder in Gleichung (10), welche zweite Differentialquotienten enthalten. Außerdem aber verschwinden auch P_3 und T_3, denn sie stellen (wenn darin $k_1 = k_2$ ist) die linken Seiten der quadratischen Gleichung dar, aus welcher die Größen k_1 und k_2 berechnet werden. P_2 und P_4, sowie T_2 und T_4 bleiben endlich, und man übersieht leicht, daß

$$T_2 = P_2 = k P_4 = \frac{T_4}{k} \tag{51 a}$$

ist.

Also gehen die Gleichungen (10) hier über in die eine Gleichung

$$k \frac{d w_2}{d t} + \frac{1}{k_3} \frac{d w_1}{d t} = 0 \tag{52 a}$$

oder mit Rücksicht auf den Wert von k_3 und die beiden gleichen Werte von k nach Gleichung (9 a)

$$\left.\begin{aligned} \frac{m_2}{m_4} \frac{d w_2}{d t} + \frac{m_1}{m_4} \frac{d w_1}{d t} &= 0 \\ \text{und} \quad \frac{m_1}{m_3} \frac{d w_2}{d t} + \frac{m_1}{m_4} \frac{d w_1}{d t} &= 0 \end{aligned}\right\} \tag{53 a}$$

Daraus folgt aber weiter, daß sein muß

$$\frac{d w_1}{d t} : \frac{d w_2}{d t} = - \frac{m_2}{m_1} = - \frac{m_4}{m_3} \tag{54 a}$$

Die Bedingung $\frac{m_2}{m_1} = \frac{m_4}{m_3}$ ist bereits dadurch erfüllt, daß nach Voraussetzung $\frac{m_1}{m_3} = \frac{m_2}{m_4}$, und dies gleich einem der beiden Werte von Gleichung (8) ist. Das Ergebnis ist also: das Verhältnis $\frac{d w_1}{d t} : \frac{d w_2}{d t}$ muß gleich einem und demselben — vorläufig noch unbestimmten — Werte sein, und zwar gilt dies für alle zusammengehörigen Paare von

Integralen w_1 und w_2. Mehr ist aber auch nicht zu erreichen. Denn erstens liefert die ausgeartete Differentialgleichung (52 a) bzw. (54 a) gar keinen Anhalt für die Form der zu wählenden Partikularintegrale (jede beliebige Funktion w_1 und w_2 erfüllt sie, wenn nur der Quotient $\frac{w_2}{w_1}$ eine Konstante ist), und zweitens: auch wenn man die Exponentialfunktion $e^{\mu t}$ als Integral benutzt, so bleibt doch der Exponent μ ganz unbestimmt, da in Gleichung (54 a) die Koeffizienten a, b, d der ursprünglichen Gleichungen (3) gar nicht mehr vorkommen. Ferner ist der Quotient $\frac{m_2}{m_1}\left(\text{oder } \frac{m_4}{m_3}\right)$ durch die ausgeführte Transformation noch nicht festgelegt und ganz willkürlich wählbar. Denn nur die Quotienten $\frac{m_3}{m_1}$ und $\frac{m_4}{m_2}$ sind durch Gleichung (7 a) bestimmt, in unserm jetzigen Fall mit ein und demselben Wert (dem Reziproken eines der Werte k von Gleichung (8). Man erhält also überhaupt kein festes Resultat, und zwar sowohl wenn man die Cohensche Integrationsmethode (Zerlegung des w in die Produkte $A e^{-at} w_1'$ und $B e^{-at} w_2'$), anzuwenden sucht, als auch bei der gewöhnlichen Methode.

16. Das Ergebnis dieser Untersuchung läßt sich dahin zusammenfassen. Es ist nicht möglich, mittels einer linearen Substitution und geeigneter Umformungen, wie sie Herr Cohen vornimmt, die Lösung der Differentialgleichungen gekoppelter Schwingungssysteme in eine wesentlich einfachere Form zu bringen und dadurch die Auflösung von biquadratischen Gleichungen zu vermeiden, die bei der gewöhnlichen Integrationsmethode auftreten. In einer an anderer Stelle[1]) erscheinenden Arbeit wird allgemeiner gezeigt werden, daß die Transformation der Gleichungen mittels linearer Substitution, die im wesentlichen auf die Einführung der sogenannten Haupt- oder Normalkoordinaten[2]) hinauskommt, keine Vereinfachung der Rechnung bei den schon sehr einfachen Gleichungen gekoppelter elektrischer Schwingungssysteme bewirken kann.

Danzig-Langfuhr, Techn. Hochschule, 23. Oktober 1910.

---

1) A. Kalähne, Physik. Zeitschr. **11**, 1196, 1910.

2) Vgl. Lord Rayleigh, Theory of Sound Bd. I § 96). Vgl. auch z. B. die Ableitung der gekoppelten Schwingungsgleichungen in: Kalähne, Grundzüge der mathematisch-physikalischen Akustik, Bd. I (Berlin u. Leipzig 1910), S. 104 ff.

(Eingesandt 23. Oktober 1910.)

Über die Abhängigkeit der Dämpfung in Kondensatorkreisen mit Funkenstrecke von der Gestalt und dem Material der Elektroden sowie von dem Dielektrikum in der Funkenstrecke.

Von **Walter F. Zorn.**

(Schluß.)

Vakuumfunkenstrecken.

Die Tatsache, daß im allgemeinen eine Erhöhung des Funkenpotentials mit einer Erniedrigung der Dämpfung verbunden ist, ließ vermuten, daß die Dämpfung bei Vakuumfunkenstrecken sehr viel geringer sein würde als bei Funken in Gasen. Hierfür sprachen auch gewisse Ergebnisse, die K. Markau[1]) mit der Quecksilberbogenlampe als Funkenstrecke erhalten hatte. Es wurden daher auch Vakuumfunkenstrecken mit festen Elektroden auf ihre Dämpfung und ihr sonstiges Verhalten untersucht.

Es gelang, die geringe Dämpfung von 0,03 zu erzielen und die Vakuumfunkenstrecke längere Zeit in Betrieb zu halten.

Die orientierenden Vorversuche lehnten sich an Untersuchungen von A. Wehnelt[2]) an, die zeigten, daß Funken im Vakuum dann auftraten, wenn der Druck soweit erniedrigt ist, daß der Kathodendunkelraum sich bis zur Anode erstreckt. Die ersten Versuche wurden mit einer selbsttätigen Quecksilberluftpumpe angestellt. Hierbei zeigte es sich, daß nur dann Schwingungen auftraten, wenn die Bildung der positiven Lichtsäule verhindert wurde. Dies konnte bei Versuchen mit der Quecksilberlampe nur dadurch erreicht werden, daß die Anode mit Ausnahme der der Kathode gegenüberstehenden Fläche vollständig durch ein festes Dielektrikum, z. B. ein Jenenser Glasrohr, geschützt wurde und ferner das Vakuum so hoch getrieben wurde, daß der ungeschützte Teil der Anode in den Kathodendunkelraum hineinragte. Erst wenn die Anode vollkommen von dem die Kathode enthaltenden Raume abgeschlossen war, sei es durch ein festes Dielektrikum, sei es

1) K. Markau, Diss., Berlin 1908.
2)) A. Wehnelt, Ann. d. Phys. 65, 511, 1898.

durch den Kathodendunkelraum, traten Funken auf. Entstand in dieser Schutzhülle eine Öffnung dadurch, daß das umschließende Rohr sprang oder der Kathodendunkelraum den Anodenraum nicht vollständig verschloß, so trat sofort die positive Lichtsäule aus dieser Öffnung heraus und die Funken hörten auf. Dieses Verhalten entspricht den bekannten Versuchen von W. Hittorf[1]) über den Widerstand des Vakuums.

Nach mehreren mißglückten Versuchen konnten die ersten Dämpfungsmessungen mit Vakuumfunken mit Hilfe des Rohres A_1 (Tafel E_3) ausgeführt werden. Die Elektroden bestanden aus 3 mm dickem Kupferdraht, auf deren vorderen Enden zwei 2 mm dicke und 8 mm große Aluminiumscheiben genietet waren, die im Abstande von etwa 2 mm einander gegenüberstanden. Auf den Kupferdraht war ein 15 cm langes, dicht anschließendes Glasrohr geschoben, das gegen die Rückseite der Aluminiumscheiben geglühte Asbestpappe preßte. Über die Elektroden war ein etwa 20 cm langes Rohr aus Jenenser Glas geschoben, das mit geringem Zwischenraume die Aluminiumscheibchen umgab. Eins seiner Enden war mit der Anode luftdicht verkittet, das andere ragte frei über die Kathode hinüber. Beide Elektroden waren mit Siegellack in ein weiteres Glasrohr eingekittet, das ausgepumpt werden konnte. Erfüllt der Kathodendunkelraum den Zwischenraum zwischen den Elektrodenscheibchen bis zur Wand des Jenenser Rohres, so kann offenbar das positive Licht nicht die Kathode erreichen, so lange nicht das Jenenser Rohr beschädigt ist, was infolge der an den Elektroden herrschenden Wärme und Spannungen häufig eintrat. Mit diesem Rohre wurden die in Tabelle E angegebenen Messungen gemacht und die Kurve A auf Tafel E_1 aufgenommen. Die Dämpfungen sind bedeutend kleiner als die in Luft bei Atmosphärendruck. Die Energie des Schwingungskreises war infolge des hohen Potentiales so groß, daß die Koppelung bedeutend verringert werden mußte, um nicht das Thermokreuz zu zerstören. Die Resonanzkurve auf Tafel E_1 und E_2 zeigt einen durchaus normalen Verlauf.

Da auch das Jenenser Rohr infolge der Einwirkung der Entladung nach einigen Messungen zersprang, so wurde versucht, das Vakuum soweit zu verbessern, daß es unnötig war, die Funkenstrecke durch ein enges Rohr einzuschließen, wie es bei dem mit der Quecksilberpumpe erreichbarem Drucke der Fall war.

Dies gelang leicht mit Hilfe von Kokosnußkohle und flüssiger

1) W. Hittorf, Pogg. Ann. **136**, 202, 1868.

Luft. Es wurden die vorher benutzten Elektroden ohne das Jenenser Glasrohr in ein weiteres Glasrohr eingekittet, das mit einem Kohlerohr versehen war und mit einer Ölpumpe auf Röntgenvakuum vorgepumpt wurde. Beim Abkühlen der Kohle durch flüssige Luft zeigte sich zunächst noch grüne Fluoreszenz. Erst als nach längerem Stromdurchgange Zerstäubung stattgefunden hatte, traten zwischen den Elektroden helleuchtende blaue Funken auf. Die Dämpfung betrug, wie Messung 7 in Tabelle E ergab, 0,03, bei weitem die kleinste Dämpfung, die erhalten werden konnte. Eine mit diesem Rohre aufgenommene Resonanzkurze (B) zeigt Tafel E_1. Bei längerem Funkenübergange wurden jedoch die Elektroden so heiß, daß die Kittungen weich und die Elektroden durch den Atmosphärendruck zusammengetrieben wurden. Das Glasrohr war infolge der Zerstäubung mit einer so dicken Metallschicht bedeckt, daß ein Betrachten der Funkenstrecke nicht möglich war. Teilweise nahm die Entladung auch ihren Weg durch diese Schicht, nachdem sie das den Kupferdraht umgebende Glasrohr nahe der Einkittstelle durchbrochen hatte.

Die Übelstände wurden vermieden durch folgende Konstruktion des Entladungrohres B_3 Tafel E_3. In der Längsachse eines 16 cm langen und 8 cm weiten Glasrohrs, das in zwei engere Ansatzröhren auslief, waren zwei außen durch darübergeschobene Glasröhren geschützte Neusilberröhren mit gebrannter Magnesia und Wasserglas eingekittet und die Kittstellen durch weißen Siegellack gedichtet. In diese Neusilberröhren wurden zwei andere genau passende 12 mm dicke Neusilberröhren geschoben, die auf den einander zugekehrten Stirnflächen durch hart eingelötete Messingzylinder geschlossen waren; auf diese Messingzylinder wurden außen die Elektroden der Funkenstrecke geschraubt. Innen enthielt sie ein Gewinde, in dem ein in der Längenachse der Neusilberröhren befindlicher Kupferstab eingeschraubt und durch ihn die Elektroden mit dem Schwingungskreis verbunden werden konnten. Die die Elektroden tragenden Neusilberröhren wurden soweit in das Entladungsrohr hineingeschoben, bis die Funkenlänge die gewünschte Größe hatte und dann mit den äußeren Neusilberröhren verlötet. Durch diese Einrichtung war es möglich, die Funkenlänge genau einzustellen, sowie die Elektroden bequem und schnell zu wechseln und ihnen gleichzeitig eine feste, durch die im Entladungsrohre entwickelte Wärme nicht beeinflußte Lage zu geben. Ein seitlich angeschmolzenes Rohr trug das Kohlegefäß und das Ansatzrohr zum Auspumpen.

Um zu verhindern, daß das Entladungsgefäß innen ganz mit zerstäubtem Metall bedeckt wurde, wurde ein nur wenig engeres, 5 cm

breites Glasrohr eingeschoben, das seitlich bis auf je eine zur Mittelachse konzentrische Kreisöffnung von etwa 2 cm Durchmesser verschlossen war. Dieser Schutzzylinder konnte durch Neigen des Entladungsrohres in diesem hin- und hergeschoben werden und so eingestellt werden, daß er bei der Entladung die Funkenstrecke in der Mitte des Entladungsrohres umgab und so einen etwa 5 cm breiten Meridianstreifen des Entladungsrohres vor dem Beschlagenwerden schützte. Durch Neigen konnte das durch die Entladung beschlagene Schutzrohr zur Seite geschoben und die Funkenstrecke betrachtet werden. Durch die nach außen offene Neusilberröhre war es möglich, die Elektroden z. B. durch Petroleum zu kühlen.

Eine Veränderung der Funkenlänge im Vakuum von außen ist bei dieser Konstruktion nicht möglich, sie läßt sich aber erreichen, wenn man statt der eingeschobenen Neusilberröhren die neuerdings hergestellten Metallschläuche aus nahtlos gezogenem Tombakrohr benutzt, die eine Verkürzung in ihrer Längsrichtung um etwa 5 $^0/_0$ gestatten, was bei einer Schlauchlänge von 10 cm einer Elektrodenverschiebung von 5 mm entsprechen würde.

Gingen Funken über, so strömte von der Anode über die Kathode hinweg eine hellblaue Lichtfackel durch den ringförmigen Raum zwischen dem die Kathode bedeckenden Glasrohre und der Kreisöffnung des Schutzringes in den auf der Seite der Kathode liegenden Raum des Entladungsrohres und überzog diesen Teil des Rohres bis nahe an den Schutzring heran mit einem Metallspiegel. Auf der Seite der Anode war nur ein kleiner Teil des Entladungsrohres, nämlich die kugelförmige Wölbung mit einem Spiegel überzogen, während der zylindrische Teil unbedeckt blieb. Beim Kommutieren des Stromes wurde auch dieser Teil der Röhre mit einem Spiegel überzogen. Es ist also ersichtlich, daß der größte Teil der Zerstäubung von der Anode herrührt. Dies ergibt sich auch aus der Veränderung, die die Elektroden durch den Stromdurchgang erleiden. Zinkelektroden zeigten z. B., wie nebenstehende Abbildung zeigt, folgende Gestalt nach dem Stromdurchgang, während sie vorher ebene Flächen besessen hatten.

Die Anode war an den Seiten ausgefressen, nur in der Mitte war ein Berg stehen geblieben. Die Ränder der Kathode waren zu einem entsprechenden Wulste angewachsen. Es war ohne weiteres zu erkennen, daß die Anode Material verloren, die Kathode dagegen gewonnen hatte. Ein ähnlicher Vorgang spielt sich beim Lichtbogen ab. Da der Stromübergang bei der Vakuumfunkenstrecke größtenteils an

den Rändern der Elektroden erfolgt, beim Lichtbogen dagegen in der Mitte, so scheint beim ersten Anblick die Kathode der Funkenstrecke der Anode des Lichtbogens zu entsprechen, wie die Abbildung zeigt. Direkt nachgewiesen wurde dieser Transport des Elektrodenmaterials durch Wägungen vor und nach dem Stromdurchgang. Aluminiumelektroden in Säulenform von 1 cm Dicke ergaben folgende Werte:

Gewicht der Elektroden in g	Versuch I		Versuch II		Versuch III	
	K	*A*	*K*	*A*	*K*	*A*
vor Stromübergang . .	2,7875	2,721	4,309	4,139	4,242	4,240
nach Stromübergang . .	2,850	2,625	4,428	3,991	4,309	4,139
Zunahme des Gewichts .	+0,062	−0,096	+0,119	−0,148	+0,067	−0,101

Die Oberflächen werden bei fast allen Metallen matt silberglänzend, bei Zinkelektroden löcherig und sehr uneben, bei Aluminium feinporiger als bei Zink. Die Stromstärke scheint nicht an allen Stellen des Querschnittes die gleiche zu sein, nach der verschiedenen Veränderung der Oberfläche zu urteilen. Sicherlich hat auch die Stärke der Speisung Einfluß auf die Gestaltung der Oberfläche. Der Transport des Metalles in der Funkenstrecke von der Anode zur Kathode erfolgt merklich geradlinig. Zwei Aluminiumzylinder, deren Stirnflächen vor dem Stromübergange eben gewesen waren, zeigten nachher auf der Stirnfläche sieben Hügel und genau entsprechend auf der anderen Elektrode sieben Vertiefungen. Die eine Elektrode war ein getreues Negativ der anderen. Die Zerstäubung von Zink war am größten. Bei ihr überzog sich das Rohr binnen weniger als einer Minute mit einem vollständig undurchsichtigen Metallspiegel. Aluminium gibt eine bei weitem geringere Zerstäubung. Sie ist sehr gering bei Elektroden aus gehärtetem Stahl. Dementsprechend werden die Flächen nur sehr wenig angegriffen und erhalten eine feinkörnige, matt silberhelle Oberfläche.

Die Funkenentladung im Vakuum scheint eine Art Bogenentladung zu sein. Hiermit stimmt die Abnutzung der Elektroden überein sowie die Beobachtung, daß die Anode stets heißer wird als die Kathode, wenn auch beide gekühlt werden. Bei einem Versuche wurde die Anode, ein Zinkzylinder von 1 cm Dicke, so heiß, daß ihr vorderer Teil auf einer Strecke von etwa 5 mm schmolz und sich zu einem dicken Tropfen am unteren Ende der Anode zusammenzog. Es muß also eine Temperatur von etwa 400° an der Anode geherrscht haben.

Einige der mit dem zuletzt beschriebenen Entladungsrohre aufgenommenen Kurven und Messungen sind in Tabelle E angegeben.

Gekühlt wurden die Elektroden nicht durch Wasser, sondern durch Petroleum, um Verluste durch Leitung zu vermeiden. Es wurde mit Ölpumpe bis Röntgenvakuum bei heißer Kohle vorgepumpt, dann abgeschmolzen. Die Funken konnten 5 und 9 Minuten ohne Unterbrechung übergehen, ohne daß das Vakuum sich verschlechtert hätte. Die Funkenlänge betrug 0,5 mm. Eine Parallelfunkenstrecke in Luft mit Kupferkugeln von 1 cm Durchmesser sprach erst bei einer Funkenlänge von 25,7 mm an. Die bei dieser Anordnung aufgenommene Kurve zeigt Tabelle E_2.

Die Ergebnisse mit Vakuumfunkenstrecken zeigen, daß es möglich ist, bei gutem Vakuum Dämpfungen zu erzielen, die erheblich geringer sind als die in Luft oder einem anderen Gase erzielten Dämpfungen, Schwefeldioxyd nicht ausgenommen, wenn auch dieses Gas nur wenig größere Dämpfungen ergibt. Die geringe Dämpfung in Vakuumfunkenstrecken rührt offenbar daher, daß bei kleinen Funkenlängen (etwa 0,5 mm) das Entladepotential eine beträchtliche Höhe erreicht, daß ferner die Funkenstrecke infolge des Metalldampfes in ihr einen sehr geringen Widerstand hat.

C. Zusammenfassung der Resultate.

1. Es wird eine Methode zur Bestimmung der Koppelung zwischen beliebig gestalteten Kreisen angegeben, die auf der Messung des Integraleffektes des Stromes im Primär- und Sekundärkreise mit Hilfe zweier Thermokreuze beruht.

2. Es wird experimentell nachgewiesen, daß die Dämpfung sinkt, wenn unter sonst gleichen Verhältnissen, das Entladungspotential steigt und zwar

a) wenn das Funkenpotential durch die Gestalt der Elektroden und der metallischen Umgebung der Funkenstrecke (Spitze, Blech oder Drahtnetz) beeinflußt wird;

b) wenn das Dielektrikum der Funkenstrecke aus Gasen mit verschiedener Durchschlagsfestigkeit gebildet wird, wobei sich ein Zusammenhang der mittleren freien Weglänge des Gases mit der Durchschlagsfestigkeit ergibt;

c) wenn die Funkenstrecke sich im Vakuum befindet.



3. Es wird die Schwefeldioxydfunkenstrecke, die sehr geringe Dämpfung ergibt, bei verschiedenen Drucken untersucht und die Abhängigkeit der Dämpfung von dem Entladungspotential durch eine Formel von der Form $\gamma = B + D \cdot e^{-a V}$ dargestellt.

4. Es wird für Luft, Wasserstoff und Schwefeldioxyd nachgewiesen, daß die Dämpfung bei gleicher geometrischer Gestalt der Funkenstrecke und gleichem Elektrodenmaterial innerhalb gewisser Grenzen nur vom Entladungspotential abhängt, von der Natur des Gases in der Funkenstrecke nur insofern, als durch sie bei gegebenem Drucke das Entladungspotential bestimmt ist.

5. Es wird eine Abhängigkeit der Dämpfung von dem Material der Elektroden nachgewiesen und zwar bei Stab- und Kugelelektroden; für letztere in Luft und Wasserstoff in qualitativ gleicher Weise. Ein Unterschied zeigt sich auch dann noch, wenn die Oberfläche der Kugel oxydiert ist. Jedoch ist im Falle der Änderung des Elektrodenmaterials mit einer Erhöhung des Entladungspotentiales im Gegensatz zu den unter 2. genannten Fällen eine Erhöhung der Dämpfung verbunden, die ihren Grund möglicherweise in dem Potentialsprung an den Elektroden hat.

Nachtrag.

Nach Abschluß dieser Arbeit veröffentlichte M. Wien[1]) Messungen über die Dämpfung von Funkenstrecken mit sehr großen Elektroden in Luft und findet in Übereinstimmung mit den hier mitgeteilten Resultaten, daß die Dämpfung mit steigender Spannung erst schnell, dann langsam abnimmt.

Zu qualitativ gleichen Resultaten wie die vorliegende Arbeit gelangte Curt Richter[2]) in einer kürzlich veröffentlichten Untersuchung über die Dämpfung des Kondensatorfunkens in H_2, N_2, CO_2, O_2, Luft und Leuchtgas.

1) M. Wien, Ann. d. Phys. **29**, 702, 1909.
2) C. Richter, Diss., Halle 1909; Phys. Ztschr. **10**, 706, 1909.

Tabellen.

γ_1 log. Dekrement des Primärkreises.

s_m Maximaler Ausschlag des Galvanometers, proportional dem maximalen Stromeffekt im Sekundärkreis.

f Funkenlänge.

F' ist proportional dem Funkenpotential (siehe S. 270).

Der Proportionalitätsfaktor hat für die Zahlen einer und derselben Tabelle den gleichen Wert, ausgenommen die Tabellen D_1 und D_2, in denen er sich mit den Koppelungen K_{II}, K_{III} usw. ändert.

Tabelle B_1.

$\gamma_1 \cdot 10_3$	s_m	$F' \cdot 10^3$	f mm	Stabelektroden in Luft
128	13,1	515	12	
119	14,15	500	10	
108	16,08	490	8	
93	19,2	469	6	
92	18,4	454	5	Zinkelektroden
93	15,1	418	4	
93	12,62	380	3	
93	10,6	348	2	
133	2,01	208	1	
139	13,25	556	10	
119	14,92	514	6	
117	15,25	511	5	
116	14,35	493	4	Kupferelektroden
118	11,6	452	3	
131	5,62	345	2	
184	1,31	227	1	
129	10,3	462	8	
113	11,7	435	5	Aluminiumelektroden
113	10,2	406	4	
122	6,6	349	2	
138	9,78	476	8	
119	11,9	460	5	Silberelektroden
115	11,82	440	4	
129	5,45	334	2	
124	13,25	505	8	
109	14,6	470	5	Eisenelektroden
110	11,6	423	4	
118	6,98	349	2	

Tabelle B_2.

$\gamma_1 \cdot 10^3$	s_m	f mm	Kugelelektroden
87	14,3	8	Kupferkugeln in ruhender Luft
77	19,1	6	Kupferkugeln in ruhender Luft
73	19,5	8	Zinkkugeln in ruhender Luft
63	24,4	6	Zinkkugeln in ruhender Luft
182	3,35	8	Kupferkugeln in Wasserstoff aus Bombe
158	4,38	6	Kupferkugeln in Wasserstoff aus Bombe
139	4,52	8	Zinkkugeln in Wasserstoff aus Bombe
134	4,28	6	Zinkkugeln in Wasserstoff aus Bombe
60	39,5	4	frisch geputzte Kupferkugeln in Luft
70	21,0	4	dieselben Kugeln nach Benutzung in SO_2 mit schwarzem Beschlag.
62	19,6	8	Kupferkugeln — Oberfläche durch HNO_3 oxydiert in Luft
57	21,5	8	Zinkkugeln — Oberfläche durch HNO_3 oxydiert in Luft
57	21,3	8	Cadmiumkugeln — Oberfläche durch HNO_3 oxydiert in Luft
62	18,4	8	Kupferkugeln — Oberfläche durch HNO_3 oxydiert in Luft
63	16,7	6	Kupferkugeln — Oberfläche durch HNO_3 oxydiert in Luft
56	23,3	6	Zinkkugeln — Oberfläche durch HNO_3 oxydiert in Luft

Tabelle C.

Name der Gase	H_2	N_2	Luft	O_2	Cl_2	SO_2
Log. Dekrement der Dämpfung für $f = 4$ mm γ_1	0,180	0,083	0,080	0,067	0,060	0,049
Koeffizient der inneren Reibung $\eta \cdot 10^5$ bei 20° C 760 mm Hg .	9,4	18,1	19,0	20,7	14,7	13,8
Mittlere freie Weglänge des Moleküls $\lambda \cdot 10^5$ cm	1,8	0,98	0,95	1,05	—	0,48
Ionenbeweglichkeit nach Rutherford v	5	1,6	1,6	1,4	1,0	0,5
Spezifische elektrische Festigkeit nach Orgler und Ritter . .	0,563	1,05	1,00	0,888	1,78	—
Spezifische elektrische Festigkeit nach Wolf	0,61	1,13	1,0	0,9	—	—
Minimumpotential der Spitzenentladung in Volt. Spitze positiv	2125	2600	2750	2800	—	—
Minimumpotential der Spitzenentladung in Volt. Spitze negativ	15,50	2000	2050	2350	—	—

Tabelle C_1.

$\gamma_1 \cdot 10^3$	s_m	$F' \cdot 10^3$	f mm	Kupferstabelektroden
154	12,25	589	2	Funkenstrecke im Wasserstoffstrom durch Chlorcalcium getrocknet
168	7,5	500	4	
200	6,7	555	6	
222	5,05	531	8	
233	5,6	583	10	
270	4,5	595	12	
296	3,2	556	14	
360	2,4	580	16	
151	11,15	551	2	
63	72	650	2	Funkenstrecke im Luftstrom (unregelmäßig)
70	90	794	4	
282	0,60	229	26	Funkenstrecke im Luftstrom. Im Entladungsrohr ein Streifen aus geschwärztem Kupferblech
185	2,03	284	16	
148	2,8	272	12	
107	7,45	330	8	
52	42	432	4	
50	45	424	3	
50	42,5	412	2	
63	21,9	358	1	
83	6,4	245	0,6	

Tabelle C_2.

$\gamma_1 \cdot 10^3$	s_m	$F' \cdot 10^3$	f mm	Gase durch H_2O gewaschen und $CaCl_2$ getrocknet
107	4,7	262	10	Luft
111	4,2	257	10	Stickstoff
87	6,3	252	6	Stickstoff
86	7,2	268	6	Luft
72	11,05	285	6	Sauerstoff. Funken stahlblau
61,5	17,8	316	4	Sauerstoff
79	7,4	252	4	Luft
82	6,8	250	4	Stickstoff, sehr regelmäßig
61	19,4	327	4	Sauerstoff
63	12,8	264	2	Sauerstoff
76	6,8	234	2	Luft
85	4,1	200	2	Stickstoff

Tabelle C_3.

$\gamma_1 \cdot 10^3$	s_m	$F' \cdot 10^3$	f mm	Kupferkugeln Rohr U_2
37	39	353	6	γ_1 zu klein, erste Messung
41	33	350	6	
48	19,7	304	5	SO_2 durch P_2O_5 getrocknet
47	19,5	290	5	
49	15,5	274	4	
50	8,0	200	3	Parallelfunkenstrecke in Luft gibt etwa die vierfache Funkenlänge
63	3,0	146	2	
59	8,5	234	10	O_2 aus Bombe
59	7,7	222	8	
59	7,1	214	6	
63	4,2	173	4	
83	1,1	110	2	
59	6,2	200	6	
70	2,3	139	2	γ_1 zu klein, erste Messung
76	2,78	163	4	Luft aus Bombe, getrocknet durch H_2SO_4 und $C \cdot Cl_2$
73	4,3	197	6	
72	6,15	232	8	
69	6,5	231	10	
56	17,1	319	6	Cl_2 durch H_2O gewaschen
60	10,05	258	4	
65	5,43	201	3	
77	2,1	143	2	
61	8,7	243	4	Licht der Funken grünlich, sehr hell
57	15,1	303	5	
54	18,25	320	6	

Tabelle C_4.

$\gamma_1 \cdot 10^3$	s_m	$F' \cdot 10^3$	f mm	p cm Hg	Stahlzylinderelektroden 1 cm Durchm.
46	22,55	292	1,5	194	K_e — Rohr B_{IV}
51,5	14,2	253		160	
58	7,3	199		116	SO_2
63,5	4,65	171		98	
77	2,7	153		77	
74	31,25	505	1,5	226	K_e
82	20,1	436		194	
90	13,5	391		156	
101	7,25	316		117	Luft
113	4,8	284		97	
130	2,5	232		76	
66	72,5	700	1,6	102	K_e
68	44,6	562		88,6	
74	29,3	488		77	
84	16,7	410		64	
98	9,15	346		53	SO_2
119	4,5	288		43	
144	2,15	236		35	
182	3,3	(177)		25	
208	1,95	(154)		15	
125	4	284	1,6	225	K_e
143	2,55	256		195	H_2 aus Bombe
150	1.5	204		165	
197	4,15	179		131	
41	70,5	465	3,2	203	K_a
41,5	47,75	386		169	
44	36,3	354		138	
46	27,4	318		117	
50,5	18,0	277		98	
51	16,15	264		87	SO_2
53,5	12,15	238		79	
58	5,55	172		60	
88	23,25	—		40	
125	6,1	—		28	
154	6,9	—		15	
55	20,03	313	3,2	227	K_b
57	15,8	286		199	
64	10,7	259		171	Luft
66	6,95	214		138,4	
67	6,23	206		115	
81	45,0	649	3,2	65	K_b Brom (Rohr erhitzt).

Die Messungen für $f = 3{,}2$ sind bei anderen Koppelungen, K_a und K_b, als die für $f = 1{,}6$ und $f = 1{,}5$ aufgenommen; jedoch sind alle Werte für F' dieser Tabelle auf die Koppelung K_e reduziert.

Tabelle D_1.

$\gamma_1 \cdot 10^3$	s_m	$F' \cdot 10^3$	f mm	mm	
73	63,0	—	4		Luft, Kupferkugeln, K_{II} Rohr U
86	1,1	108	1	1,6	K_{III} SO_2 1 Atm. Die Zahlen der letzten Kolumne geben die Länge einer Parallelfunkenstrecke in Luft mit Zinkkugeln 1 cm Durchmesser
58	7,35	202	2	4,3	
49	19,4	287	3	8,7	
50	29,4	356	4	11,3	
44	41,4	386	5	18,5	
			6	23,2	
38,5	29,5	925	5,3		Aluminiumzylinderelektroden 1 cm dick Rohr B_{IV} SO_2 flüssig K_{IV}
40,0	26,8	909	4,24		
40,5	24,2	872	4,24		
47	12,75	710	3,18		
44,5	12,3	668	3,18		
56,5	4,25	473	2,12		
82	0,8	279	1,06		
42	23,5	883	5,3		
49	14,2	649	5,3		SO_2 flüssig, vollständige Kurve Tafel D_1 b.

Tabelle D_2.

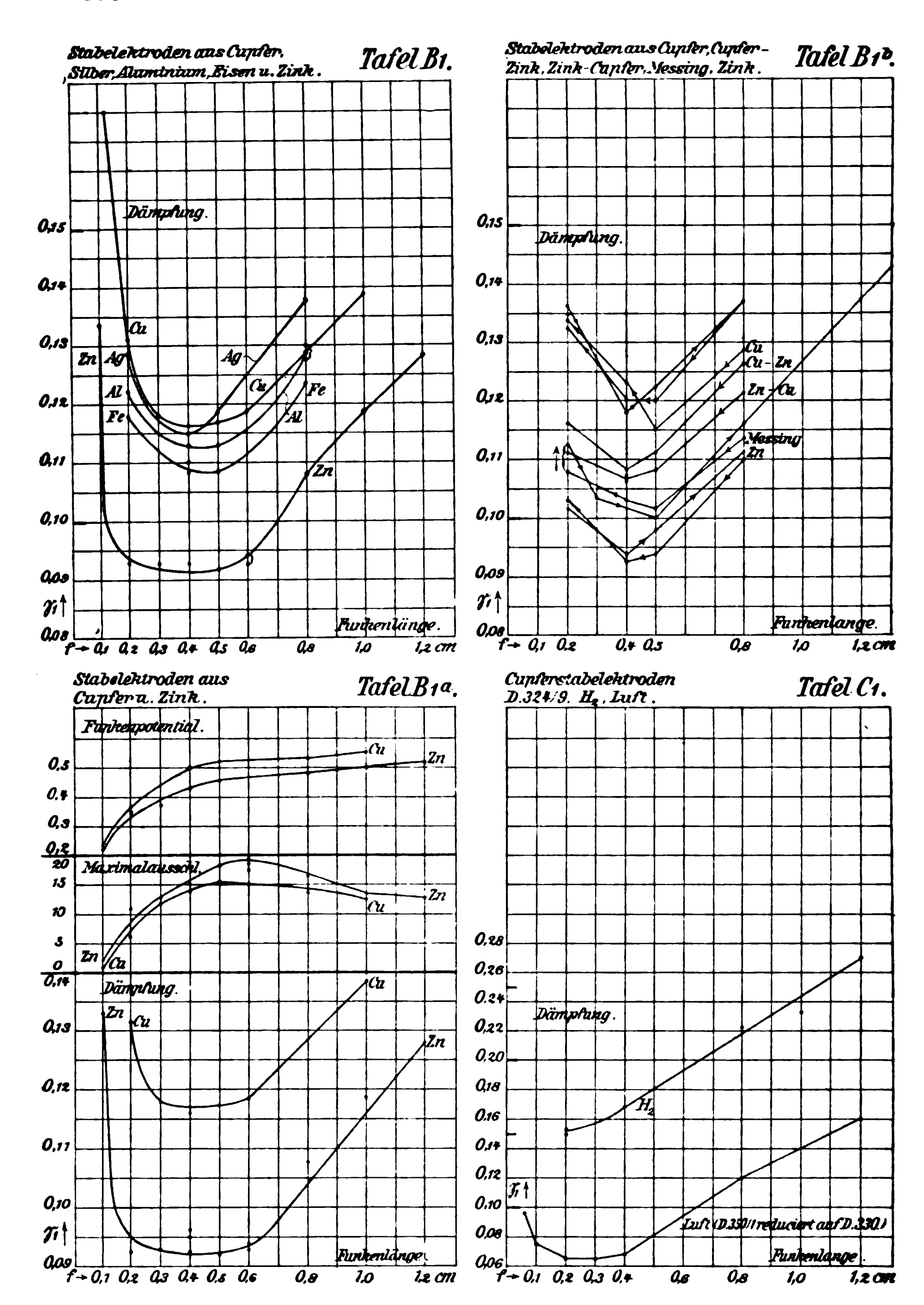
$\gamma_1 \cdot 10^3$	s_m	$F' \cdot 10$	f mm	p cm Hg	Stahlzylinderelektroden in SO_2 (aus Bombe)
52	54,5	494	1,06	193	K_{25_I} Rohr B_V
55	36,3	420		156,5	
66	19,5	359		121	
69	12,35	296		103	
77	7,3	250		84,8	
81	34	264		86,1	
93	19,1	223		70	
101	12,45	194		60	
122	5,83	156		45,3	
56,5	67,5	547	0,53	190	K_{30_I}
62,5	44,0	481		158	
66	25,5	384		126	
72	14,6	314		103	
79	8,25	256		85	
86	5,6	228		75	
93	3,55	195		64	
108	1,45	143		46	
59,5	47,7	—	2,12	168,5	keine Partialentl. 4 Amp. Speisestrom
67,0	79,0	—		183,5	ca. 8 „ 7,5 „ „
63,0	45,75	—		169,0	keine „ 4 „ „
71,0	76,0	—		181,0	ca. 8 „ 8 „ „

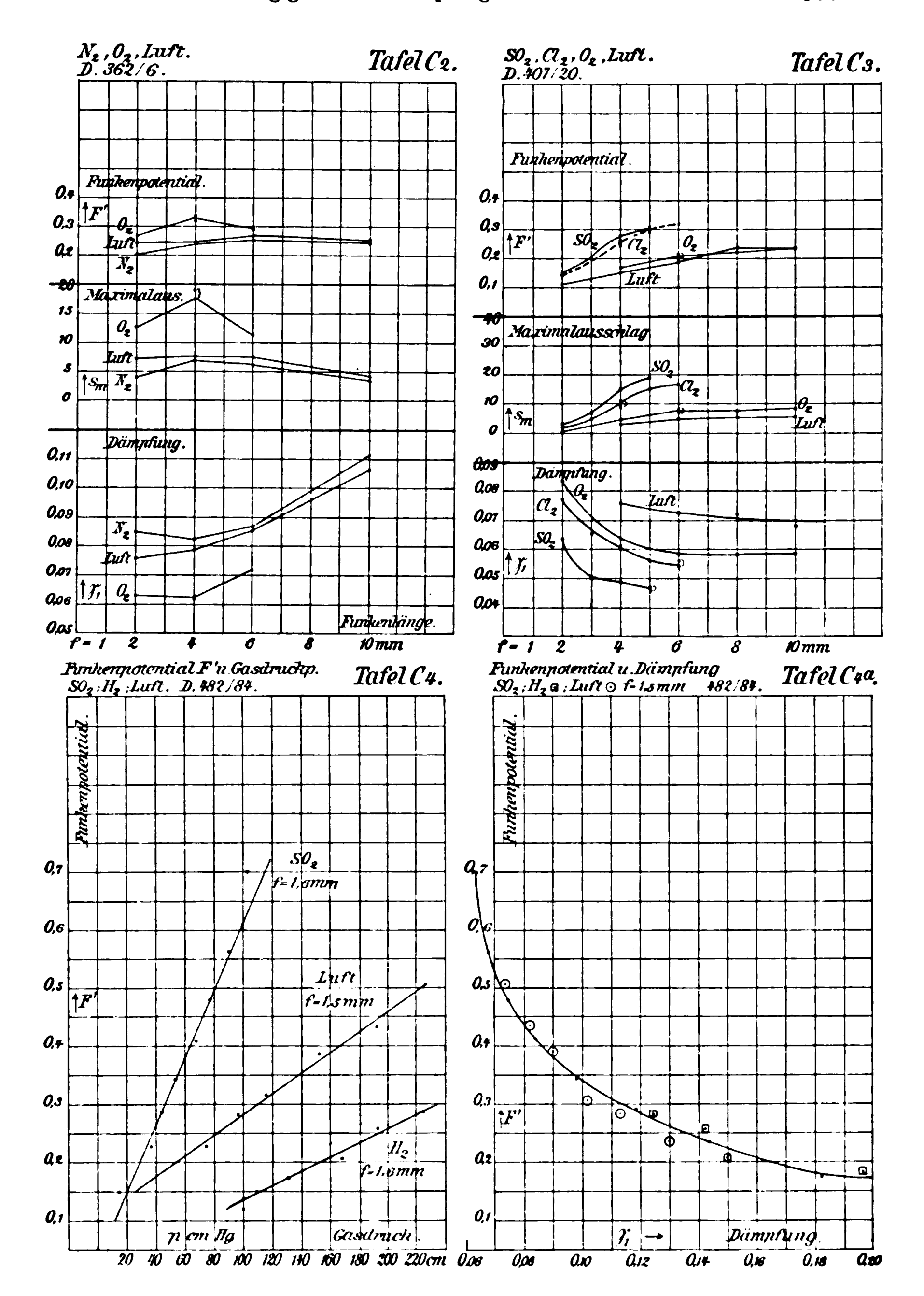
Tabelle E.

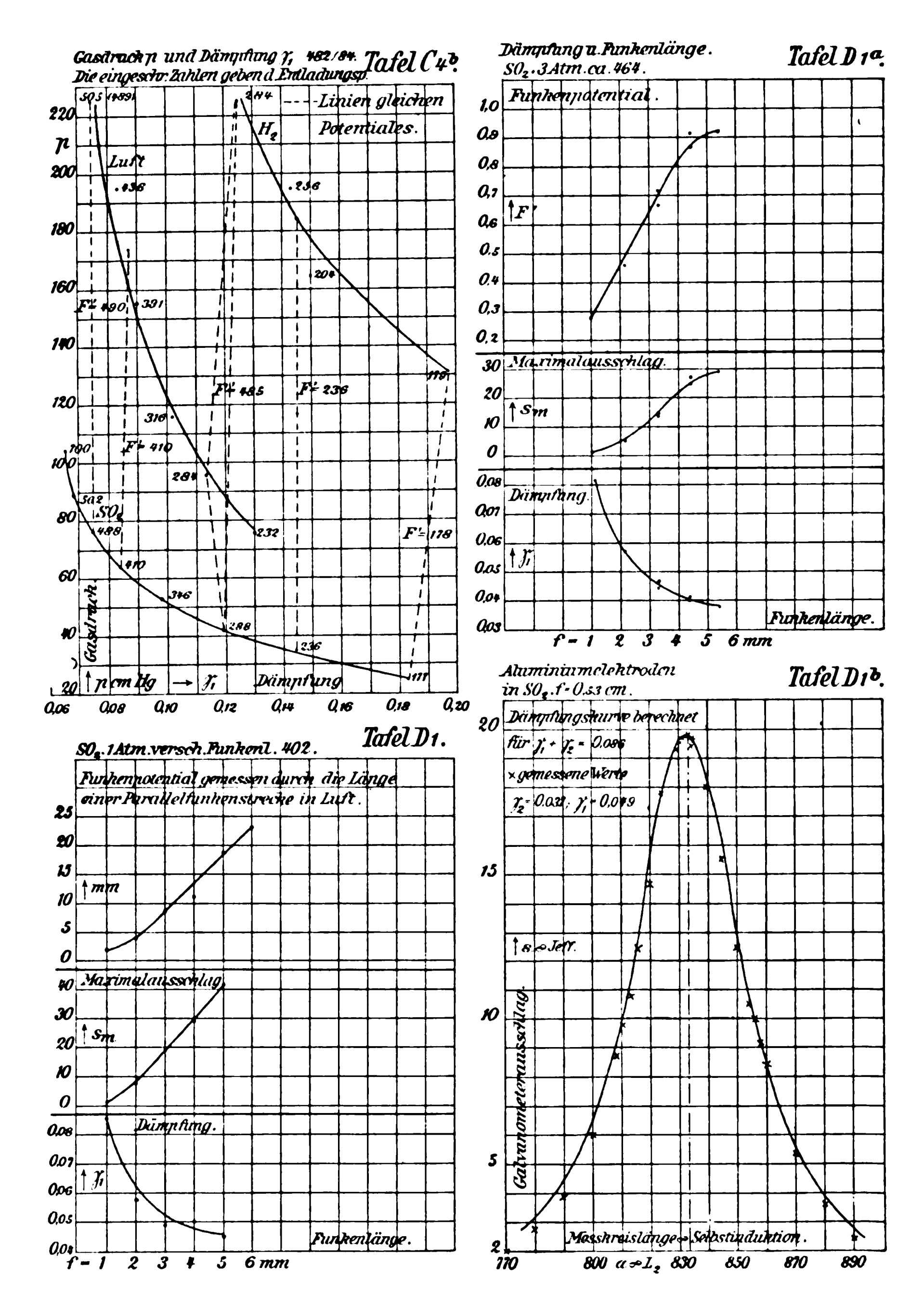
$\gamma_1 \cdot 10^3$	s_m	f mm	Vakuumfunkenstrecke
			I $\lambda = 35$ m $\sqrt{\frac{C}{L}} = 0{,}4.$
			a) Vakuum mit Quecksilberpumpe.
43	4,5	ca. 2	
46	3,0	„ 2	Kurve A Tafel E_1 Rohr A_1 ungekühlt
44	4,1	„ 2	Aluminiumelektroden in Jenenser Glas
41	2,32	„ 2	
41	3,45	„ 2	
			b) Vakuum durch Kokosnußkohle und fl. Luft.
29	32,6	„ 2	Kurve B Tafel E_1
30	32,5		Rohr A_2 ungekühlte Al-Elektroden.
			II $\lambda = 60$ m $\sqrt{\frac{C}{L}} = 0{,}53.$
			Vakuum durch Kokosnußkohle und fl. Luft.
39	45	0,5	Rohr B_{III} Neusilberröhren mit Kupferstab und Al-Elektroden durch Petroleum gekühlt
45	43,3	0,5	
46	45	0,5	
43	45,75	0,5	
57	11,2	0,5	dasselbe Rohr 24 Stdn. später
59	10,87	0,5	Kurve Tafel E_2 Parallelfunkenstrecke Kupferkugeln 1 cm Durchmesser in Luft 25,7 mm

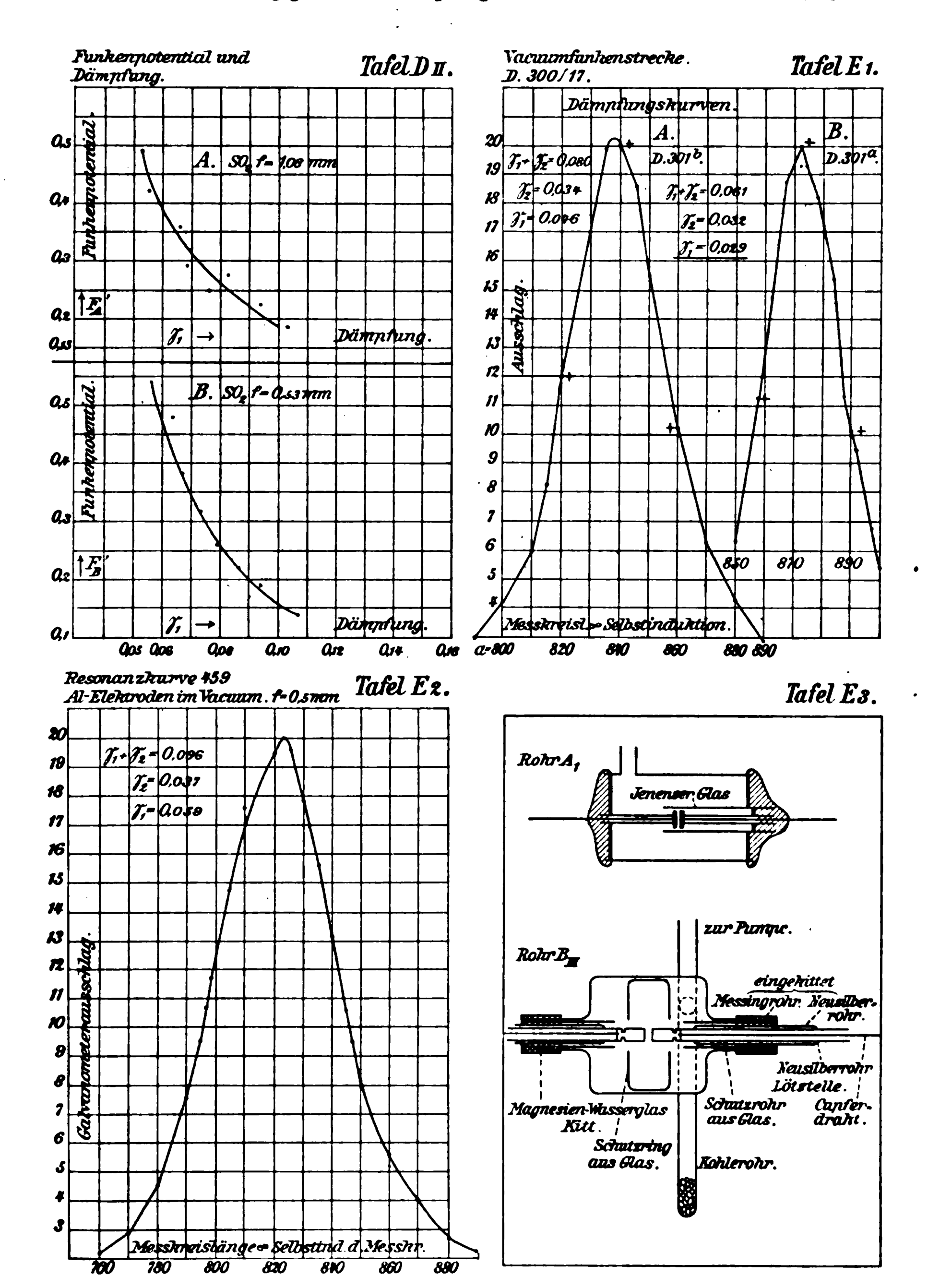
Tabelle F.

Nr.	F	$\gamma_1 \cdot 10^3$ berechnet	Δ	$\gamma_1 \cdot 10^3$ gemessen	Δ	$\gamma_1 \cdot 10^3$ berechnet	$\sqrt{s_m}$
483 $f = 1{,}6$ mm	$10^3 \cdot \gamma_1 = 63{,}3 + 594 \cdot 10^{-3{,}6 \cdot F}$				$10^3 \cdot \gamma_1 = 63{,}3 + 200 \cdot 10^{-0{,}24 \cdot \sqrt{s_m}}$		
	0,700	65,1	−0,9	66	−0,9	65,1	8,51
	0,562	68,9	+0,9	68	+0,3	68,3	6,68
	0,488	73,9	−0,1	74	−0,4	73,6	5,41
	0,410	83,1	−0,9	84	+0,2	84,2	4,08
	0,346	97,1	−0,9	98	+3,0	101,0	3,02
	0,288	117,9	−1,1	119	+6,2	125,2	2,12
	0,236	147,3	+3,3	144	+2,1	146	1,47
486 $f = 3{,}2$ mm	$\gamma_1 \cdot 10^3 = 36 + 76 \cdot 10^{-2{,}82 \cdot F}$						
	0,465	39,7	−1,3	41			
	0,386	41,8	+0,3	41,5			
	0,354	43,6	−0,4	44,0			
	0,318	45,6	−0,4	46,0			
	0,277	48,6	−1,9	50,5			
	0,264	49,7	−1,3	51,0			
	0,238	52,2	−1,3	53,5			
	0,172	60,9	+2,9	58			


Stabelektroden aus Cupfer, Silber, Aluminium, Eisen u. Zink.
Tafel B1.
Dämpfung.
Cu
Zn
Ag
Al
Fe
Cu
Fe
Al
Zn
Funkenlänge.
Stabelektroden aus Cupfer, Cupfer-Zink, Zink-Cupfer, Messing, Zink.
Tafel B1b.
Dämpfung.
Cu
Cu-Zn
Zn-Cu
Messing
Zn
Funkenlänge.
Stabelektroden aus Cupfer u. Zink.
Tafel B1a.
Funkenpotential.
Maximalausschl.
Dämpfung.
Cu
Zn
Funkenlänge.
Cupferstabelektroden D.324/9. H2, Luft.
Tafel C1.
Dämpfung.
H2
Luft (D.350/1 reduciert auf D.330)
Funkenlänge.


N_2, O_2, Luft.
D. 362/6.
Tafel C2.
Funkenpotential.
Maximalaus.
Dämpfung.
Funkenlänge.
f = 1 2 4 6 8 10 mm
SO_2, Cl_2, O_2, Luft.
D. 407/20.
Tafel C3.
Funkenpotential.
Maximalausschlag
Dämpfung.
f = 1 2 4 6 8 10 mm
Funkenpotential F' u. Gasdruck p.
SO_2 : H_2 : Luft. D. 482/84.
Tafel C4.
Funkenpotential.
SO_2 f = 1,5 mm
Luft f = 1,5 mm
H_2 f = 1,5 mm
p cm Hg
Gasdruck.
20 40 60 80 100 120 140 160 180 200 220 cm
Funkenpotential u. Dämpfung
SO_2 : H_2 ▫ : Luft ⊙ f = 1,5 mm 482/84.
Tafel C4a.
Funkenpotential.
Dämpfung
0,06 0,08 0,10 0,12 0,14 0,16 0,18 0,20


Gasdruck p und Dämpfung γ, 482/84. Tafel C 4b.
Die eingeschr. Zahlen geben d. Entladungsp.
Linien gleichen Potentiales.
Luft
SO2
H2
p cm Hg → γ1 Dämpfung
Gasdruck
Dämpfung u. Funkenlänge. Tafel D 1a.
SO2 . 3 Atm. ca. 464.
Funkenpotential.
Maximalausschlag.
Dämpfung.
Funkenlänge.
f = 1 2 3 4 5 6 mm
SO2 . 1 Atm. versch. Funkenl. 402. Tafel D 1.
Funkenpotential gemessen durch die Länge einer Parallelfunkenstrecke in Luft.
Maximalausschlag
Dämpfung.
Funkenlänge.
Aluminiumelektroden in SO2 . f = 0.53 cm. Tafel D 1b.
Dämpfungskurve berechnet für γ1 + γ2 = 0.086
× gemessene Werte
Galvanometerausschlag.
Messkreislänge ∞ Selbstinduktion.
800 α ∞ L2 830 850 870 890


Funkenpotential und Dämpfung.
Tafel D II.
Funkenpotential.
A. SO2 f=1,08 mm
Dämpfung.
B. SO2 f=0,537 mm
Vacuumfunkenstrecke. D. 300/17.
Tafel E 1.
Dämpfungskurven.
A. D. 301b.
B. D. 301a.
Ausschlag.
Messkreisl.= Selbstinduktion.
Resonanzkurve 459
Al-Elektroden im Vacuum. f=0,5 mm
Tafel E 2.
Galvanometerausschlag.
Messkreislänge= Selbstind. d. Messkr.
Tafel E 3.
Rohr A1
Jenenser Glas
zur Pumpe.
Rohr BIII
eingekittet
Messingrohr. Neusilberrohr.
Neusilberrohr Lötstelle.
Magnesien-Wasserglas Kitt.
Schutzrohr aus Glas.
Capferdraht.
Schutzring aus Glas.
Kohlerohr.

Referate.

Eine neue Methode zur Erzeugung von Hochfrequenzströmen nach dem Prinzip der Stoßerregung. Das von M. Wien angegebene Verfahren der Stoßerregung von Schwingungskreisen zum Zweck der Erzeugung schwach gedämpfter Wellen wird sowohl für praktische Verwendung wie auch insbesondere für Meßzwecke um so brauchbarer sein, je mehr man imstande ist, sich der sogenannten idealen Stoßerregung zu nähern. Je schneller das Erlöschen der Schwingung im Primärkreis erfolgt, um so enger kann man den Sekundärkreis koppeln und um so weniger braucht man auf eine genaue Abstimmung zwischen den beiden Kreisen bedacht zu sein. Bei den bisherigen Methoden der Stoßerregung mit Wechselstrom war nun die Hauptbedingung zum Herbeiführen einer guten Löschwirkung, daß die Elektroden der Funkenstrecke kräftig gekühlt wurden, so daß die in der Funkenstrecke befindlichen leitenden Metallteilchen möglichst schnell wieder kondensiert wurden. Entsprechend der so erzielten verhältnismäßig guten Löschwirkung kann man z. B. bei den nach diesem Prinzip arbeitenden Funkenstrecken der Telefunkengesellschaft Koppelungen von maximal 20 % erzielen.



Fig. 1.

Das von mir zur Erreichung einer noch besseren Löschwirkung angewendete Prinzip[1]) besteht darin, daß man die Funken in einer Wasserstoffatmosphäre übergehen läßt und gleichzeitig die Temperatur der Elektroden so einstellt, daß die durch die Entladung gebildeten Metallteilchen sofort wieder niedergeschlagen werden, jedenfalls in Form von nichtleitenden Wasserstoffverbindungen. Bei richtiger Einregulierung aller Betriebsverhältnisse kann dann durch eine derartige chemische Bindung der Metallteilchen eine ausgezeichnete Löschwirkung erzielt und tatsächlich der ideale Stoß verwirklicht werden wie Fig. 1 zeigt. Die Einregulierung der richtigen Elektrodentemperatur erfolgt dabei zweckmäßig in der Weise, daß man zum Aufladen des Schwin-

1) Br. Glatzel, Verhdl. d. D. Phys. Ges. **12**, 590 u. 830, 1910; Phys. Ztschr. II, 886, 1910.

gungskreises einen Wechselstromtransformator benutzt, bei welchem man durch Vorschaltung geeigneter Drosselspulen den gewünschten Kurzschlußstrom in der Sekundärwickelung, welcher als Heizstrom für die Elektroden der Funkenstrecke dient, einstellt. Eine künstliche Kühlung solcher Funkenstrecken ist dementsprechend auch nicht erforderlich, ja sie ist sogar schädlich, da hierdurch u. a. die Elektrodentemperatur auf einen zu niedrigen Wert herabgesetzt wird, bei welchem keine schnelle Bindung der Metallteilchen mehr erfolgt. Die auf diese Weise hervorgerufene Stoßerregung ist innerhalb weiter Grenzen von der Größe der Kapazität und Selbstinduktion im Stromkreis unabhängig, was für praktische Senderanordnungen u. a. wesentlich ins Gewicht fallen kann. Die bisher erreichten engsten Koppelungen betrugen 40—50 $^0/_0$, ohne daß dabei die Nebenmaxima in der Resonanzkurve des dritten Kreises schon störend auftraten. Der Wirkungsgrad derartiger Funkenstrecken ist, wie vorläufige Messungen ergaben, mindestens ebenso gut wie der anderer Löschfunkenstrecken. Ebenso lassen sich auch sehr reine Töne mit einer solchen Anordnung erzielen. Äußerlich ist das Auftreten der richtigen Entladungsform in der Funkenstrecke dadurch charakterisiert, daß längs der Elektroden eine Art Gleit- bzw. Glimmentladung auftritt. Mit Rücksicht hierauf ist auch die Form der Elektroden insofern von Bedeutung, als sie das Auftreten einer Gleitentladung begünstigen müssen. Dementsprechend eignen sich am besten Elektroden in Stiftform, während einander gegenüberstehende ebene Platten die Ausbildung der Glimmentladung und damit reine Stoßerregung verhindern. Bezüglich der interessanten Beziehungen, welche zwischen dem Ablauf der Schwingung im Funken und dem von diesem ausgesandten Spektrum bestehen, muß auf die Originalabhandlung[1]) verwiesen werden. Br. Glatzel.

1) Br. Glatzel, Verhdl. d. D. Phys. Ges. 12, 842, 1910.

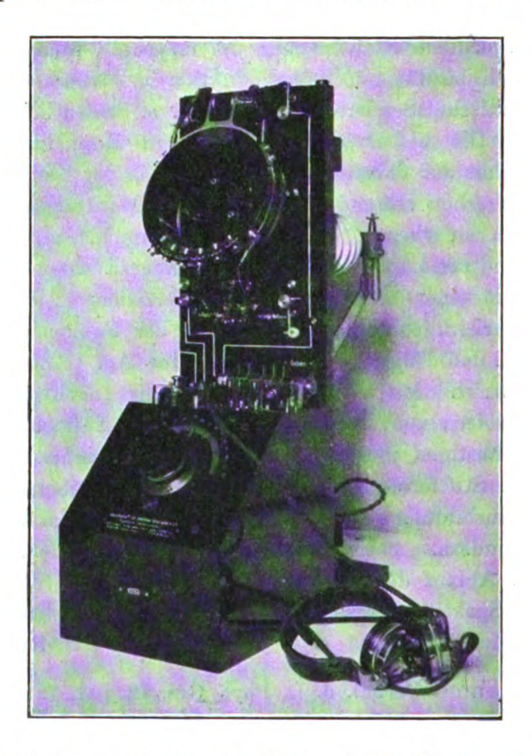
(Eingesandt 3. Februar 1911.)

Mitteilungen aus der Praxis.

Der Hörempfänger Type GAH.

Dieser Empfangsapparat der Telefunkengesellschaft eignet sich für alle Stationstypen, seines gedrungenen Baues wegen besonders für fahrbare und Schiffsstationen, wo der Raum beschränkt ist.

Als Detektor (siehe hinten), wird ein quantitativ arbeitender verwendet, der durch die Berührungsstellen zweier geeigneter Materialien gebildet ist. Dieser besitzt die Eigenschaft, die ihn durchfließenden Schnellfrequenzströme gleichzurichten entweder durch eine Thermowirkung oder als Ventil. Der Detektor hat vor dem elektrolytischen den Vorzug, ohne hilfselektromotorische Kraft zu arbeiten, so daß der Empfangsapparat keine Batterie mehr enthält und auch eine Regu-



lierung der Batteriespannung in Form eines Potentiometers fortfällt. Bei schwacher Strahlungsintensität, also auf größere Entfernungen, zeigt dieser Detektor eine merklich größere Empfindlichkeit als der elektrolytische.

Die Schaltungsweise des neuen Apparates ist ebenfalls vereinfacht. Unter dem Empfangs-Klapp-Transformator, welcher oben auf dem senkrechten Stirnbrett sitzt, und äußerlich mit den bisherigen völlig übereinstimmt, dagegen im Inneren andere Wickelungen nach Windungszahl und Drahtquerschnitt trägt, erblickt man einen zweipoligen Umschalter

mit den Aufschriften „kleine und große Welle". Bei Stellung „kleine Welle" ist die Schaltung: Luftdraht, Verlängerungsspule, Drehkondensator, Erde bzw. Gegengewicht. Bei der Stellung „große Welle" ist die Verlängerungsspule mit dem Drehkondensator zu einem Schwingungskreis zusammengeschlossen und an die Pole des Kondensators einerseits der Luftdraht, andererseits die Erde bzw. das Gegengewicht angelegt. Bei der ersteren Stellung (kleine Welle) können alle Wellenlängen aufgenommen werden von etwa der halben Grundschwingung der Empfangsantenne ab bis zum 1,3-fachen Werte. Mit der Schaltung „große Welle" dagegen beginnt die Wellenskala mit der 1,3-fachen Grundschwingung der Empfangsantenne und reicht bis zur 4—7-fachen Verlängerung. Der Vorteil der geschlossenen Kreisschaltung (Sammelschaltung) besteht darin, daß durch Zuhilfenahme des Kondensators die Verlängerungsspulen wesentlich kleiner werden, als bei der normalen Schaltung. Dies macht sich namentlich bei Antennen von geringer Kapazität angenehm geltend.

In beiden Schaltungen wird die Energie aus der primären in der Antenne liegenden Transformatorspule der sekundären Transformatorspule zugeführt. Diese bildet mit dem Detektor zusammen einen aperiodischen Kreis. Aus dieser vereinfachten Schaltung ergibt sich der große praktische Vorteil, daß für jede Welleneinstellung stets nur ein Kreis abzustimmen ist, nämlich bei kleiner Welle der Antennenkreis, bei großer Welle der Sammelkreis. Früher waren mindestens zwei (meist lose gekoppelte) Kreise genauestens untereinander und auf die Sendewelle abzustimmen. Selbst für einen geübten Mann war diese Operation stets schwierig und wurde meistens mit ungenügender Genauigkeit ausgeführt.

In konstruktiver Hinsicht hat die vereinfachte Schaltungsweise den großen Vorteil sehr kleiner Abmessung gebracht. Der Apparat ist, wie die Abbildung zeigt, in der Weise zusammengebaut, daß im Sockel des Apparates mit schrägliegender Achse ein Drehkondensator angebracht ist und an dem senkrechten Stirnbrett ein Empfangs-Klapp-Transformator nebst darunter liegendem zweipoligen Umschalter; zwischen beiden auf einer horizontalen Hartgummifläche der Detektor nebst dem Hauptschalter. Letzterer dient dazu, während des Sendens den Detektor von den Empfangsleitungen abzutrennen und die Primärleitung des Sendetransformators bzw. Induktors, welche auf der Abbildung als Starkstromstöpsel unterhalb des Kondensators sichtbar ist, einzuschalten, während beim Empfang die umgekehrten Verbindungen hergestellt sind. Besonders praktisch ist die Konstruktion des Luft-

drahtumschalters vom Senden zu Empfang. Es befindet sich hinter der senkrechten Stirnwand ein Hochspannungspol, zu welchem der Luftdraht und die Leitung zum Sender führt. Ein Schalter, welcher die Verlängerung des im Hauptschalter befindlichen rechts sitzenden Handgriffes bildet, legt sich bei Stellung auf Empfang in diesen Pol ein. Hierdurch ist der Luftdraht an den Empfänger an- und die Sendeenergie automatisch abgeschlossen. Wird der Handgriff um 90^0 nach aufwärts und vorwärts bewegt, so wird der hinten befindliche Hochspannungsschalter frei. Der Sender ist automatisch mit dem Luftdraht verbunden und der Empfänger abgetrennt und die Lokalleitungen unterbrochen. Durch diese Konstruktion ist es geglückt, die gesamte Hochspannung von den zugänglichen Teilen vollkommen fernzuhalten und sie auf einen einzigen gut isolierten und gut geschützten Pol zu beschränken.

In elektrischer Beziehung ist noch bei dem neuen Apparat hervorzuheben die außerordentlich große Wellenskala. Die Größe derselben richtet sich in erster Linie nach den elektrischen Eigenschaften der Empfangsantenne. Bei einer normalen Schirmantenne von etwa 1000 cm Kapazität beträgt die Wellenskala dieses Apparates 250—3000 m bei 2000 cm Antenne von 350—4200 m usw.

Die Abstimmung des Empfängers auf eine unbekannte Welle wird folgendermaßen ausgeführt:

1. Der Empfangstransformator ziemlich fest gekoppelt.
2. Der Kondensator langsam über die Skala gedreht.

Falls der Sender auf der eingestöpselten Spule nicht zu finden ist, werden nacheinander alle zugehörigen Spulen eingesetzt.

Sobald der Empfang da ist, wird der Transformator loser gekoppelt und gleichzeitig die Abstimmung nachkorrigiert. E.

(Eingesandt 15. Dezember 1910.)

Anrufapparat für funkentelegraphische Stationen.

Im Betriebe funkentelegraphischer Stationen finden wir im Laufe der letzten Jahre eine besondere und wohl auch berechtigte Vorliebe für den Hörempfänger ausgeprägt, so daß der Schreibempfänger und mit ihm eines seiner wichtigsten Organe, der Fritter, mehr in den Hintergrund treten mußten. Es ist natürlich anzuerkennen, daß der reine Hörerbetrieb einen sicheren und fehlerfreieren Verkehr zweier

Stationen ermöglicht, doch ist hierbei auch nicht zu verkennen, daß mit dem Fritter eines der brauchbarsten und einfachsten Hilfsmittel verschwindet, welches gestattet, schwache funkentelegraphische Zeichen direkt in kräftige, mechanische Bewegungen umzusetzen, Glocken ertönen zu lassen, kurz, einen Anruf zu ermöglichen. Gleichzeitig ging mit der wachsenden Vorliebe für den Hörerbetrieb auch eine weitere Vervollkommnung der integrierenden Detektoren, desgleichen eine Spezialisierung der Sender für den Hörbetrieb Hand in Hand, so daß bald die mit dem Fritter für Anrufzwecke allenfalls noch erreichbaren Entfernungen hinter denjenigen der reinen Hörerstation nicht unerheblich zurückblieben. Diesem Mangel, d. h. der Unmöglichkeit, abzuhelfen, eine zweite nur mit Hörer ausgerüstete Station auch bei sehr geringen Empfangsintensitäten anzurufen, ohne daß die betreffende Station ständig besetzt sein braucht, dient der vorliegende Anrufapparat der Telefunkengesellschaft.

Schaltung.

Die Anrufvorrichtung besteht im wesentlichen aus einem hochempfindlichen Galvanometer von hohem Widerstande, einem mechanischen Kontaktwerke, einer Tableaufallklappe, dem hierzu gehörigen Wecker und der Batterie.

Die Klemmen I und II (am Apparat mit Detektor bezeichnet) werden mit dem Hörempfangsapparat verbunden und mit in jeder Station bereits vorhandenem tausendohmigen Telephon parallel geschaltet. Die Stromrichtung ist hierbei so zu wählen, daß sich der Zeiger der Drehspule beim Ansprechen des Detektors nach rechts, also nach dem Kontaktrad hin, bewegt. Sobald die anrufende Station einen ca. 10 Sekunden andauernden Strich sendet, läuft die Zeigerspitze in das Kontaktrad hinein und wird von letzterem festgeklemmt. Infolge des hierbei auftretenden Stromschlusses, welcher über den Schalter die mit einer Trockenbatterie von ca. 3—4 Volt verbundenen Batterieklemmen III und IV, sowie die Tableauklappe zustande kommt, läßt die letztere ihre Klappe fallen und der Wecker ertönt.

Gebrauchsanweisung.

Die Bedienung des Apparates ist eine sehr einfache. Nachdem die Detektorklemmen I und II in richtigem Sinne mit dem Hörempfänger, die Klemmen III und IV mit der Batterie verbunden sind, wird die für den Transport arretierte Nadel des Galvanometers durch

Drehen des neben der Glocke befindlichen Arretierknopfes freigegeben. Der Abstand der Zeigerspitze von dem Kontaktrad läßt sich durch Verschieben des an der rechten Seite befindlichen Regulierknopfes variieren, je nachdem eine größere oder geringere Empfindlichkeit des Apparates gewünscht wird. Für gewöhnlich kann der Abstand ca. 1 mm betragen. Ist der Batterieschalter nunmehr noch auf „ein" gestellt, so ist der Apparat anrufbereit.

Angenommen, es habe ein Anruf stattgefunden und die Glocke ertöne, so befreit man zuerst den festgeklemmten Zeiger durch langsames Drehen des auf dem Deckel des Apparates befindlichen Knopfes in der Uhrzeigerrichtung, was durch ein kleines Fenster im Deckel beobachtet werden kann. Hierauf hebt man die herabgefallene Klappe des Tableaus an und drücke sie wieder vertikal an den Apparat an, bis sie haften bleibt; der Apparat wird alsdann zu einem weiteren Anruf bereit sein.

Es empfiehlt sich, die Klemmen I und II mit einer Stöpselleitung zu versehen und den Stöpsel selbst beim Gebrauch (natürlich immer in demselben Sinne) in den Hörempfänger einzustecken. Beim Auswechseln des Detektors kontrolliert man die Stromrichtung von neuem. Ist die Empfangsintensität eine sehr geringe, so wird der Apparat zweckmäßig abgestöpselt und der Batterieschalter für die Zeit des Telegraphierverkehrs geöffnet, da durch das Parallelschalten des Apparates zum Hörtelephon eine, wenn auch nur geringe Schwächung der Empfangslautstärke eintritt. Man hat es in der Hand, die Dämpfung des Galvanometersystems und damit seine Unempfindlichkeit gegen Erschütterungen durch Parallelschalten von induktiven und kapazitätsfreien Widerständen zu den Klemmen I und II zu verändern; für gewöhnlich genügt hierzu ein tausendohmiges Telephon, welches, da die Klemmen I und II gleichzeitig den Stöpselkontakten im Hörempfänger entsprechen, einfach im letzteren gestöpselt bleiben kann.

E.

(Eingesandt 15. Dezember 1910.)

Die fahrbaren Funkenstationen nach dem neuen Telefunkensystem „tönende Löschfunken".

Die hervorragenden technischen Fortschritte auf dem Gebiete der drahtlosen Telegraphie, insbesondere die Erfindung der „tönenden Löschfunken", haben auch die militärische Verwendung dieses Nachrichtenmittels neue Möglichkeiten geschaffen.

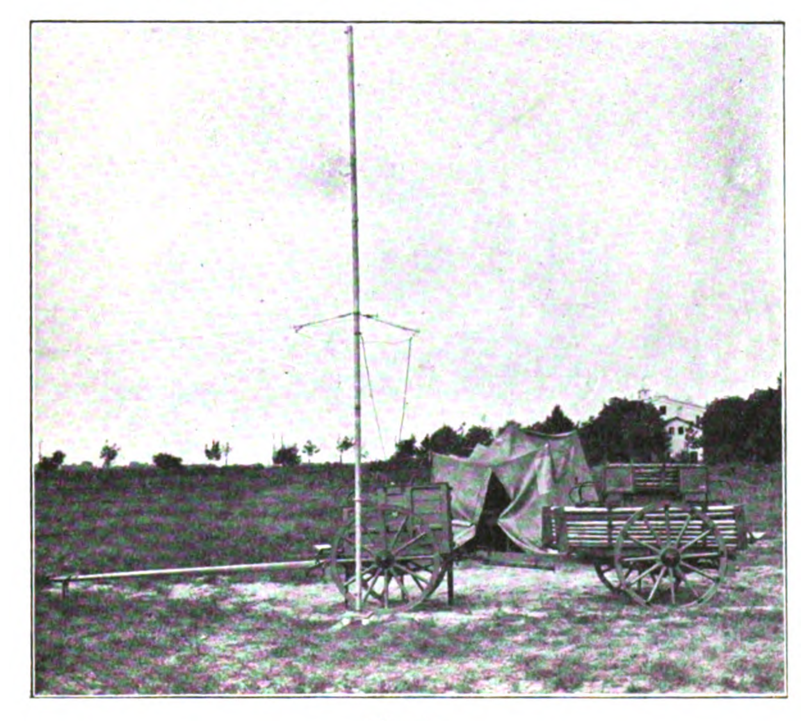


Fig. 1.

Es ist nach Einführung der „tönenden Löschfunken" gelungen, fahrbare Stationen zu erbauen, die gegenüber den bisherigen leichteres Gewicht und trotzdem wesentlich größere Reichweiten, umfangreiche Wellenskala, große Störungsfreiheit, schnellste Betriebsbereitschaft und dabei sehr vereinfachte Bedienung aufweisen.

Die fahrbaren, tönenden Funkenstationen gewährleisten die schnellste Nachrichtenübermittelung zwischen beliebigen, bis ca. 300 km von-

einander entfernt liegenden Orten, die für Wagen zu erreichen sind. Vorausgesetzt wird dabei, daß das zu überbrückende Gelände in die Kategorie der reinen Ebene oder des mittleren Hügellandes fällt und nicht über 25 % Bewaldung aufweist. Im Gebirge oder in sehr waldreichen Gegenden verringert sich die Reichweite ev. um 50 %. Sonst sind die Stationen, im Gegensatz zu den übrigen militärischen

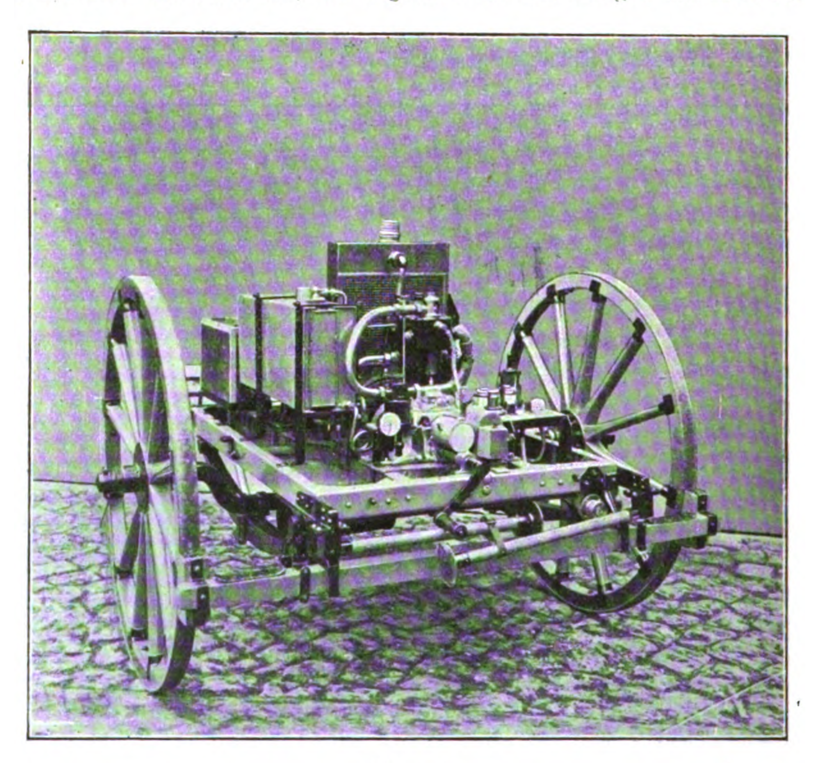


Fig. 2.

Nachrichtenmitteln, die immer nur bedingt brauchbar sind, unabhängig von Witterungseinflüssen (außergewöhnlich starke luftelektrische Störungen und Gewittererscheinungen ausgenommen).

Als Luftdraht dient ein an einem schnell aufrichtbaren, leichten Teleskopmast befestigtes Schirmnetz; es können die Stationen hierbei mit jeder Wellenlänge zwischen 600—2000 m arbeiten. Sie sind infolge ihrer hohen Abstimmschärfe und Tonvariationsmöglichkeit befähigt, gleichzeitig nebeneinander innerhalb verschiedener Befehlsbereiche

zu korrespondieren, ohne sich zu stören, selbst wenn sie mit gleicher Wellenlänge arbeiten.

Fig. 1. Sämtliche Sender und Empfangsapparate sind auf einem einzigen vierräderigen Protzfahrzeug untergebracht, bestehend aus Protze und Hinterwagen.

Die Protze dient zur Aufnahme aller elektrischen Apparate, des Antennenmaterials, und hat Sitzplätze für zwei Mannschaften.

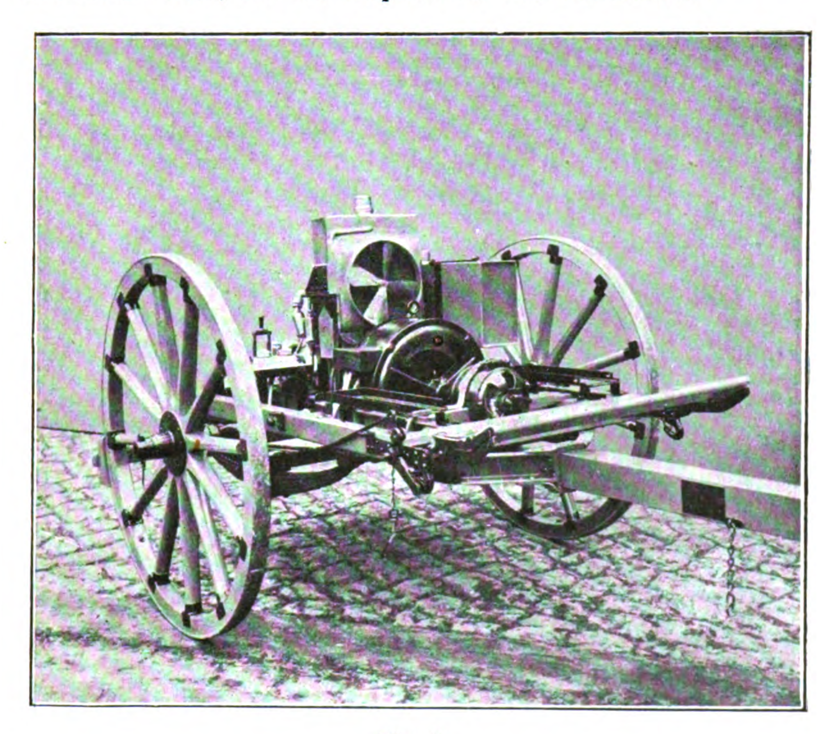


Fig. 3.

Der Hinterwagen enthält den Benzinmotor und das Maschinenaggregat, sämtliche zur Stromerzeugung nötigen Einrichtungen, und trägt außen die Mastbestandteile. Dazu sind Plätze für vier Mann vorhanden.

Besonders ist die leichte Fahrbahrkeit des Wagens berücksichtigt worden. Das Gesamtgewicht des Fahrzeuges beträgt mit vollkommener Ausrüstung, mit Mast und Antennenmaterial, ohne Mannschaft ca. 1800 kg, mit sechs Bedienungsleuten ca. 2200 kg.

Fig. 2. Die elektrische Kraft wird von einem 5 PS Einzylinderbenzinmotor geliefert, der direkt gekoppelt ist mit einem hochperiodigen Wechselstromgenerator von 2 K.W.-Leistung. Die Tourenzahl ist 1500 Umdrehungen per Minute. Doch läßt sich jede Umdrehungszahl zwischen 1000 und 2000 an einem Regulator einstellen. Der Regulator arbeitet außerdem automatisch, d. h. er hält zwischen Leerlauf

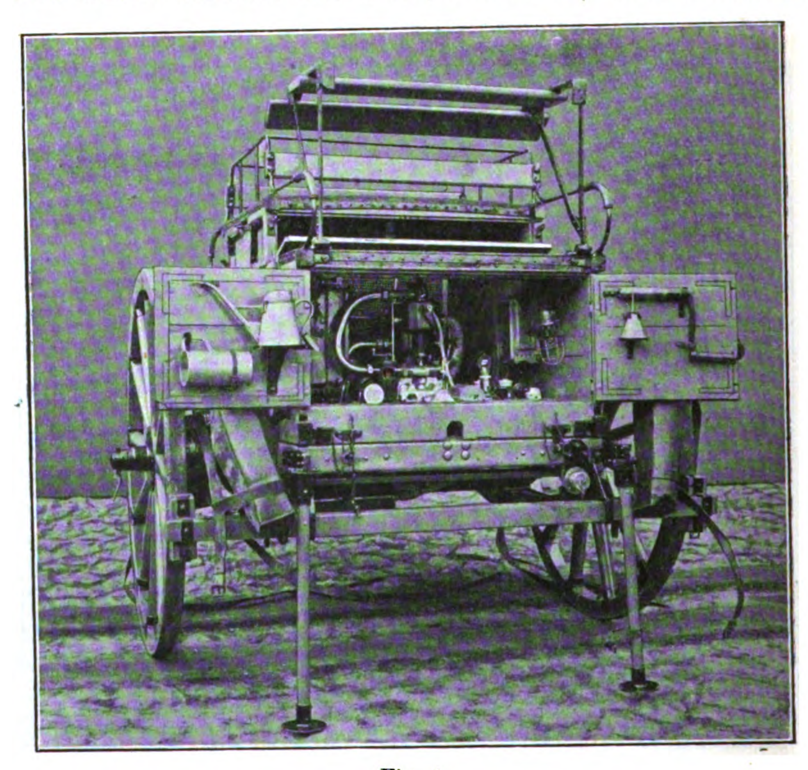


Fig. 4.

und Vollast, mit geringen Abweichungen, die eingestellte Tourenzahl. Zur Kontrolle letzterer ist ein dauernd mitlaufendes Tachometer angebaut. Die Zündung erfolgt durch Bosch-Magnetzündung. Das Benzingefäß liegt erhöht, so daß kein Überdruck nötig ist und das Benzin durch eigenes Gewicht dem tiefer liegenden Vergaser zuläuft. Die Luft- und Gemischregulierung erfolgt hier gemeinsam an einem Griff. Der Behälter faßt Benzin für ca. 20—24-stündigen Betrieb. Die Kühlung des Wassers erfolgt in einem Bienenkorbkühler ver-

mittels eines vom Motor direkt durch Riemen angetriebenen Ventilators.

Fig. 3. Direkt gekoppelt mit dem Motor läuft die Wechselstrommaschine. Diese ist ein hochperiodiger Einphasengenerator nach dem Gleichpoltyp, der keinen Kollektor und keine Schleifringe besitzt. Der erzeugte Wechselstrom von 2 K.W. hat eine Spannung, die in den

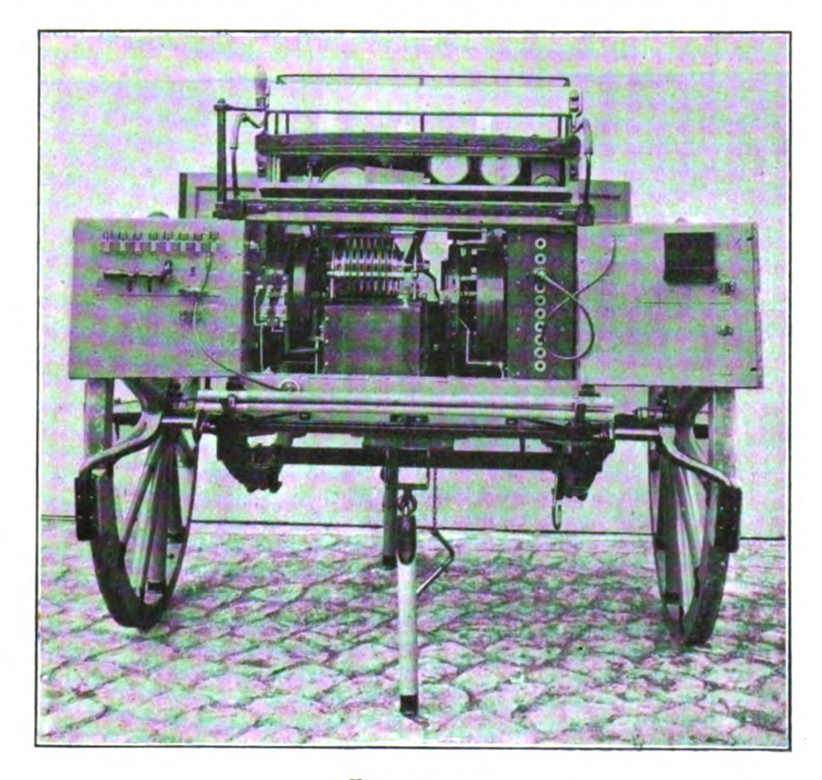


Fig. 5.

Grenzen von 70—120 Volt je nach der gewünschten Funkenzahl per Sekunde variiert werden kann.

Gleichfalls auf derselben Achse läuft eine kleine Gleichstromdynamo, welche den nötigen Erregerstrom für die Wechselstrommaschine erzeugt.

Nach dem Abprotzen dienen 3 Stützen dazu, unnötiges Schütteln beim Motorlaufen zu verhindern (Fig. 4).

Sender (Fig. 5).

a) Starkstromkreis:

Der Wechselstrom von 500 Perioden wird vom Kraftkarren durch ein Kabel mit Steckdosen zum Apparatekarren geleitet. Hier wird der Strom in einen Transformator auf hohe Spannung von ca. 5000 Volt gebracht. Vor dem Transformator liegt noch eine Eisendrossel, welche

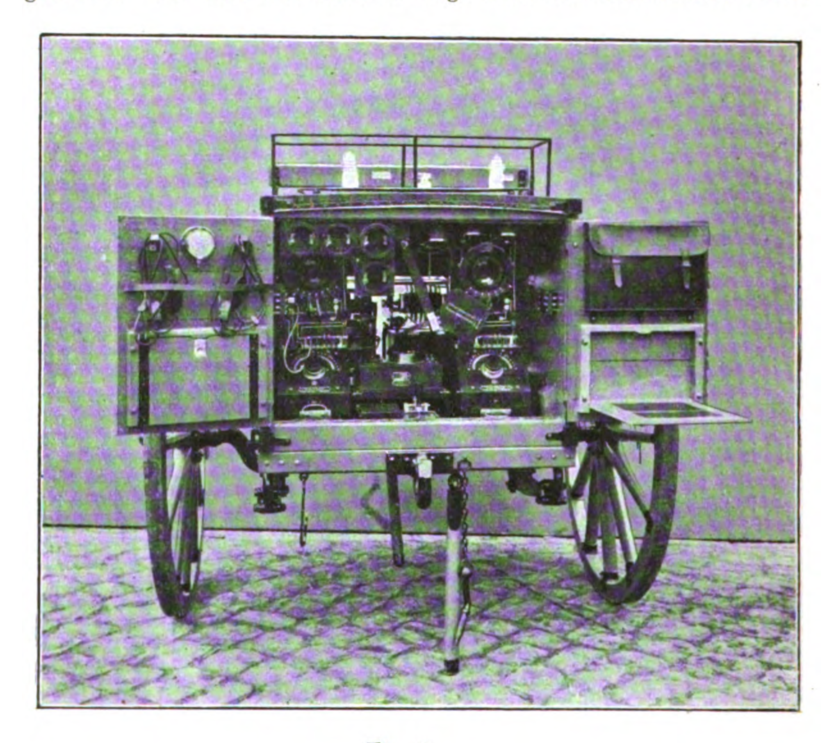


Fig. 6.

eine gleichmäßige Maschinenbelastung bewirkt. Das Telegraphieren erfolgt, wie gewöhnlich, mit einem Taster. Zur Kontrolle und Regulierung des Wechselstromes dienen ein Amperemeter und ein Voltmeter. Ein Regulierwiderstand, welcher die Spannung der Gleichstromdynamo und damit auch die Wechselstromspannung beeinflußt, ist durch zwei besondere, auch im Verbindungskabel liegende Leitungen mit dem Kraftwagen verbunden. In der Zuleitung zum Transformator liegt

außerdem noch ein Ausschalter, sowie zwei Stromblockierungen an den Empfangsapparaten, welche verhindern, daß bei Empfangsstellung versehentlich gesendet wird.

b) Primärkreis.

Der hochgespannte Wechselstrom dient zur Ladung des geschlossenen Schwingungskreises, bestehend aus: Funkenstrecke, Kondensator und Selbstinduktion. Die Funkenstrecke ist eine Vielfachfunkenstrecke mit besonderen Metallelektroden. Die Selbstinduktion besteht aus einem Variometer mit zwei gegeneinander beweglichen Wickelungen; durch Drehung der einen Wickelung um eine ganze Drehung (Umschaltung 180°) wird eine kontinuierliche Wellenveränderung des Kreises von 600 m auf 2000 m erreicht. Aus diesem Kreis wird die erzeugte Hochfrequenzenergie auf den Luftdraht übertragen, welcher gleichfalls auf dieselbe Welle wie der Erregerkreis eingestellt werden muß. Die Abstimmung des Luftdrahtes erfolgt durch Einstellung auf größte Energieaufnahme, welche an dem Hitzdrahtamperemeter abzulesen ist.

Empfänger (Fig. 6).

Es sind zwei komplette gleichartige Hörempfangsapparate eingebaut, die einzeln oder auch gemeinsam benutzt werden können (vgl. separate Beschreibung Jahrb. vorliegendes Heft S. 401).

Zur Bestimmung der Kontrolle, sowohl der gesendeten als der ankommenden Wellen wird auf Wunsch ein kleiner, praktisch eingerichteter Wellenmesser mitgeliefert, dessen Induktionsspulen von einem besonderen Arm in jeder gewünschten Lage gehalten werden können. E.

(Eingesandt 15. Dezember 1910.)

Beschreibung der tragbaren Militär-Station für drahtlose Telegraphie nach dem neuen „Telefunken-System" (Löschfunken).

Die tragbaren Stationen sind entstanden aus dem Bedürfnis, die durch die fahrbaren Stationen der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie erzielten Vorteile für die militärische Nachrichtenübermittelung auch auf kleinere Entfernungen und in solchem Gelände auszunutzen, wo Fahrzeuge den Bewegungen der Truppen nicht mehr folgen können.

Der auf Grund ausgedehnter Versuche entstandene Typ eignet sich in erster Linie zur Verwendung im Aufklärungsdienst der Kavallerie, im Vorpostendienst der Infanterie, im Festungskrieg, bei Landungsmanövern, im Kolonialdienst usw. auf Entfernungen bis zu 75 bzw. 100 km.

Luftleitergebilde.

Ein 18 bzw. 25 m hoher Stahlrohr- oder Teleskopmast trägt ein Schirmnetz aus 6 bzw. 12 Bronzelitzedrähten à 25 bzw. 30 m Länge.

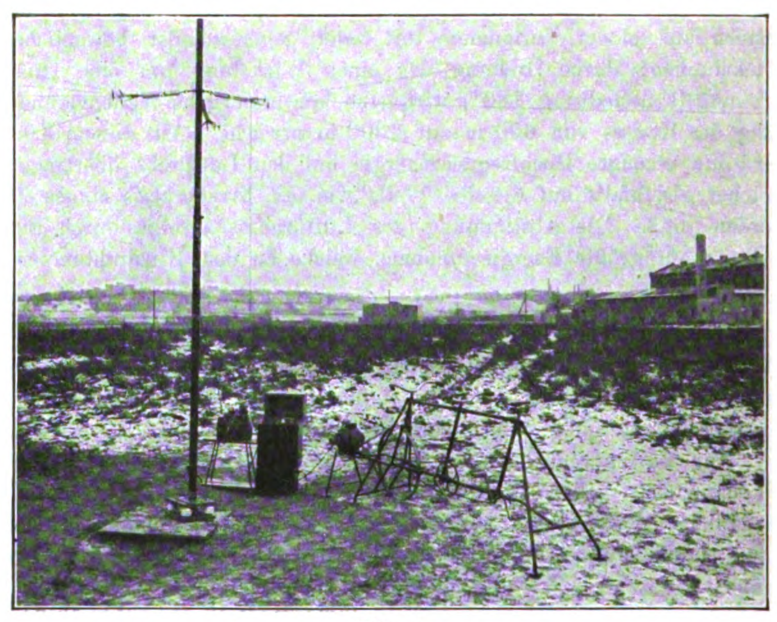


Fig. 1.

Senkrecht unter den Luftdrähten sind in ca. 1—2 m Entfernung vom Boden 6 bzw. 12 Gegengewichtsdrähte à 40 bzw. 60 m Länge ausgespannt, die sich in einem am Mast befestigten und von diesen isolierten Ringe konzentrisch vereinigen. Der Mast selbst ist vom Boden isoliert und bildet die Zuleitung zum Luftnetz.

Kraftquelle.

Als solche dient eine kleine Gleichstrommaschine von ca. 250 Watt Leistung. Dieselbe wird betrieben von einem fahrradähnlichen Tretgestell (Tandem), welches von zwei Leuten bequem bedient werden

kann. Die Umdrehungszahl der Dynamo soll ca. 2300 pro Minute betragen.

Das Tretgestell ist vollständig zerlegbar und kann in 5 Minuten zusammengesetzt werden. Die Maschine wird auf einem vor dem Triebrad befestigten Lager mit 4 Flügelschrauben festgeschraubt. Der Antrieb erfolgt durch Riemen und Riemenscheibe.

Zum Transport wird die Dynamomaschine in einem hölzernen Transportkasten verpackt; in diesem Kasten ist ferner die für die

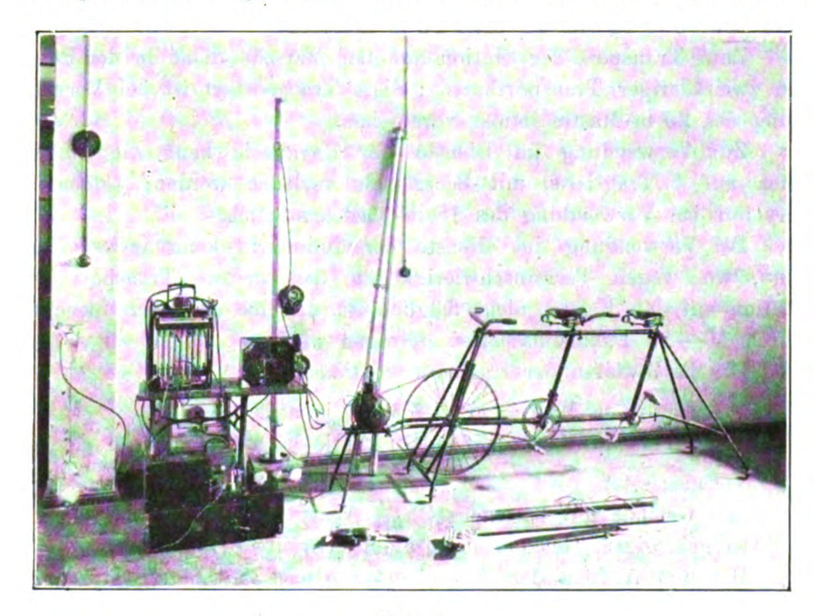


Fig. 2.

Dynamo zum Schutze gegen Hochfrequenz nötige Hochfrequenzsicherung eingebaut.

Sender.

Der Erregerkreis besteht aus einer Flaschenbatterie von 32 S. B. Flaschen (ca. 14000 cm Kapazität), der veränderlichen Selbstinduktion und einer sechsteiligen Funkenstrecke.

Zur Speisung des Erregerkreises dient der Induktor, welcher sekundär durch zwei flexible Leitungen mit Stöpsel von verschiedenen Durchmessern (4 und 8 mm) angeschlossen wird. Der Induktor mit schnellschwingendem Hammerunterbrecher erhält den Strom aus der Maschine.

Empfangsapparate.

Das Empfangssystem setzt sich zusammen aus Luft- und Gegengewichtsnetz und einem aperiodischen Hörempfänger (vgl. separierte Beschreibung Jahrb. vorliegendes Heft S. 401).

Gewichte, Transport und Reichweite.

Das Gewicht der gesamten Station inkl. Verpackung beträgt ca. 230 bzw. 350 kg für 18 bzw. 25 m Masthöhe.

Zum Transport der Station auf dem Marsche dient in der Regel ein zweiräderiger Transportkarren; diese Transportart ist bei Verwendung des 25 m-Mastes immer vorzusehen.

Zur Verwendung im Dienste der Kavallerie kann die Station auch auf 5 Tragtieren mit Packsätteln verladen werden; jedoch ist dies nur bei Verwendung des 18 m-Mastes möglich.

Bei Verwendung im Dienste der Infanterie kann insbesondere dort, wo wegen Terrainschwierigkeiten der weitere Transport der Station auf dem Karren nicht möglich ist, dieselbe auf kurze Strecken durch 10—12 Fußmannschaften getragen werden.

Die Reichweiten der tragbaren Station sind:

Für 18 m-Mast = 50— 75 km je nach Gelände
Für 25 m-Mast = 75—100 km je nach Gelände

Vorausgesetzt wird dabei, daß es sich um flaches oder leicht hügeliges Gelände mit höchstens 25 % Wald handelt.

In gebirgigem Gelände sinkt die Reichweite ev. um 50 %.

Die zum Aufbau der Station erforderliche Zeit beträgt, je nach Art des zur Verwendung kommenden Mastes, ca. 10—15 Minuten.

Der 18 m-Stahlrohrmast ist ein aus 9 Einzelrohren zusammengesetzter, einfacher Mast, dessen Vorzug in erster Linie in seinem geringen Gewicht (ca. 30 kg) und seiner guten Transportfähigkeit liegt. Der 25 m-Mast ist ein Teleskopmast besonderer technisch gut durchgebildeter Konstruktion, der von 2—3 Mann in wenigen Minuten aufgerichtet werden kann. (Vgl. Jahrb. **4**, 309, 1911 „Der Komet-Mast".)

E.

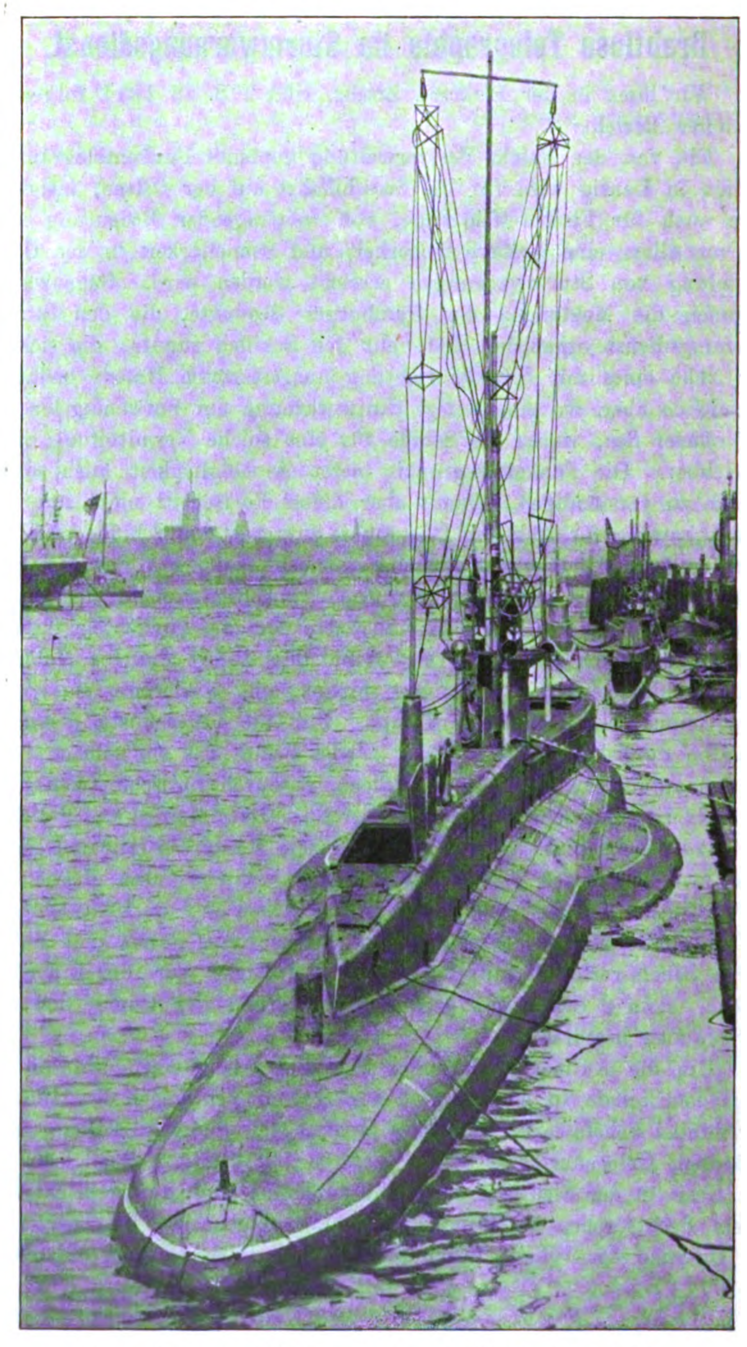
(Eingesandt 15. Dezember 1910.)

Drahtlose Telegraphie im Sturmwarnungsdienst.

Wir lesen in der Elektrot. Ztschr. Heft 2 S. 43 1911 folgenden aktuellen Bericht:

Die von der Reichs-Postverwaltung geplante Funkentelegraphenstation in Danzig wird für die Seeschiffahrt auf der Ostsee, insbesondere auch für Fischereifahrzeuge, von weittragender Bedeutung sein, da vor allem eine größere Sicherheit und Schnelligkeit in der Übermittelung von Sturmwarnungen erreicht werden wird. Gegenwärtig kommen die Meldungen der Hamburger Seewarte, die den Sturmwarnungsdienst organisiert hat, nur den Schiffen zugute, die sich in der Nähe eines mit Signaleinrichtung ausgestatteten Hafens befinden. Gerade da aber, wo eine zeitige Sturmwarnung am notwendigsten ist, auf offener See, waren die Schiffe für eine solche Vermittelung nicht erreichbar. Die Funkentelegraphie bietet die Möglichkeit, auch solche Schiffe zu verständigen. Damit aber dieser Fortschritt nicht nur den mit Apparaten für drahtlose Telegraphie ausgerüsteten Schiffen, sondern auch anderen Fahrzeugen dienstbar gemacht werden könne, ist eine neue Organisation geschaffen worden. Zunächst werden die Sturmwarnungen von der Deutschen Seewarte an die Funkentelegraphenstation Norddeich gesandt. Dann gibt diese sofort dieselbe Meldung dreimal hintereinander aufs Meer hinaus und wiederholt sie später noch einmal in langsamem Tempo. Für die Ostseeküste geschieht dasselbe durch die Station Bülk. Jedes Schiff, das ein solches Telegramm aufnimmt, hat nun die Pflicht, es durch optische Zeichen an die ihm begegnenden Schiffe weiterzugeben. Dazu werden die üblichen Signalkörper benutzt, die bei Tage in einem schwarzen Ball und einem oder zwei schwarzen Kegeln bestehen und zwischen zwei Masten gehißt werden. In der Nacht treten dafür Zeichen ein, die in Anlehnung an die gewöhnlichen telegraphischen Zeichen mit Punkt und Strich durch Scheinwerfer vermittelt werden. Der Strich wird durch längere Blicke, etwa 9 Sekunden, dargestellt, während der Punkt sich auf 3 Sekunden beschränkt.

Um die Aufmerksamkeit der Schiffe bei Dunkelheit auf die erfolgenden Signale zu lenken, wird zunächst mit dem gegen den Himmel gerichteten Scheinwerfer ein Kreis beschrieben. Diese Anordnung gibt außerdem Gelegenheit zu einer weiteren Mitteilung. Wenn nämlich der Kreis in der Richtung nach rechts gedreht wird, so entspricht dies einem Rechtsdrehen der Windrichtung und umgekehrt. Bei Tage wird die Drehung des Windes durch Zusatzflagge gekennzeichnet. Nament-



Ausrüstung eines Unterseebootes für Funkentelegraphie.

lich unsere Fischer werden von diesem System Vorteil zu ziehen vermögen, indem sie weit häufiger als bisher in der Lage sein werden, vor einem Sturm beizeiten einen sicheren Hafen aufzusuchen. („Danz. Ztg.") E.

(Eingesandt 20. Januar 1911.)

Drahtlose Telegraphie auf Unterseebooten.

Wir lesen in der Elektrot. Ztschr. Heft 2 S. 43 1911 folgenden aktuellen Bericht:

Beistehende Figur zeigt die Anordnung der Luftdrähte bei dem mit funkentelegraphischer Anlage ausgerüsteten Unterseeboot „D 1" der britischen Kriegsmarine. Über erfolgreiche Versuche des Unterseebootes, mit dem Lande und einem anderen Kriegsschiff funkentelegraphisch zu verkehren, haben wir auf S. 976 und S. 1076 der Elektrot. Ztschr. 1910 berichtet. F. C. P. (E.)

Funkentelegraphenstation der Erdbebenwarte in Laibach.

Wir entnehmen der Elektrotechn. Ztschr. Heft 3, 1911 nachstehende aktuelle Mitteilung:

Seit längerer Zeit hatte die Laibacher Erdbebenwarte die Errichtung einer eigenen Funkentelegraphenstation angestrebt, um sich mit anderen Warten schnell verständigen zu können und ein möglichst vollkommenes Mittel zur genauen Zeitbestimmung zu besitzen. Auch die Wichtigkeit, Messungen auf dem Gebiete der atmosphärischen Elektrizität, der Erdstromschwankungen usw. zum Zweck der Bebenvorhersage vorzunehmen, hatte sich mehr und mehr herausgestellt. Im Jahre 1907 bereits war daher der Plan zu einer Funkenstation ausgearbeitet worden; er scheiterte aber an der Kostenfrage. Neuerdings wandte sich die Warte an den Landtagsabgeordneten Baron von Codelli, der sich mit Eifer der Sache annahm und trotz mancher technischen Schwierigkeiten in der kurzen Frist von 14 Tagen die Station einrichtete. Behilflich waren dabei außer verschiedenen Firmen, Technikern usw. die Krainische Industriegesellschaft und die Laibacher elektrische Straßenbahn, die ihren ganzen Stab von geschulten Arbeitern und Mechanikern zur

Verfügung stellte, um die Luftdrahtverspannung sachgemäß durchzuführen. Nach dem Beispiele des Barons Codelli, der die erforderlichen Apparate und Drähte kostenlos überwies, wurden auch die übrigen Leistungen und Materiallieferungen von den Beteiligten unentgeltlich ausgeführt.

Zur Aufnahme der Luftdrähte dienen ein den Kuppelaufbau des Hauses um 9 m überragender Hauptmast aus Holz und vier auf den Seitenrisaliten aufgestellte Holzmasten von je 5 m Höhe.

Die funkentelegraphischen Apparate, die eine Abstimmung zwischen 600 und 3000 m Wellenlänge gestatten, bieten nichts Besonderes. Das System ist durch Anschluß an das Wasserleitungsnetz und die Erdplatte des Hausblitzableiters geerdet.

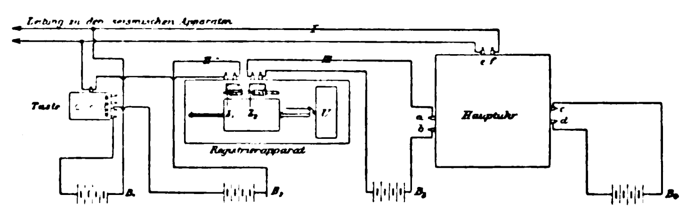


Fig. 1. Schaltung für die Zeitaufnahme.

Wie erwähnt, besteht eine der Hauptaufgaben der Anlage in der Aufnahme der genauen Zeit, die von der deutschen Funkentelegraphenstation in Norddeich und von der Station Eiffelturm empfangen wird. Dazu dient folgende Einrichtung.

Neben dem Fernhörer der Station ist eine Taste (Fig. 1) angebracht, die zwei Stromkreise *I* und *II* betätigt. In dem Stromkreis *I* liegt die Minuten- und Stundenkontaktuhr, die alle seismischen Apparate (im Keller und Erdgeschoß) fortlaufend mit Minuten- und Stundenmarken versieht. Beim Niederdrücken der Taste wird dieser Stromkreis geschlossen, wodurch die Zeiger aller Zeitschreiber an den seismischen Apparaten betätigt werden. Der am Fernhörer Aufnehmende ist also in der Lage, alle Zeichen, insbesondere die langsam zur Abgabe gelangenden Zeitmarken mittels der Taste zu übertragen. Da jedoch die Registriergeschwindigkeit der Uhrwerke der seismischen Apparate nur 8 bis 10 mm in der Minute beträgt, kann ein Unterschied zwischen der Zeit der Laibacher Stationsuhr und der von Norddeich oder Paris abgegebenen nicht auf Sekunden genau ermittelt werden. Es ist daher mit der Taste noch ein zweiter Stromkreis (*II*) verbunden, der einen besonderen Zeitschreiber (Z_1) betätigt; der Zeiger desselben zeichnet

auf eine mit Glanzpapier überzogene und berußte Trommel, die durch ein Laufwerk rasch bewegt wird. Die Registriergeschwindigkeit dieser auf einem Schraubengewinde spiralig sich fortbewegenden Trommel beträgt 5 mm in der Sekunde. Auf derselben Trommel ist ein zweiter Zeitschreiber (Z_2) angebracht, der die Sekundenmarken der Stationshauptuhr mit Hilfe eines dritten Stromkreises (*III*) überträgt. Bei

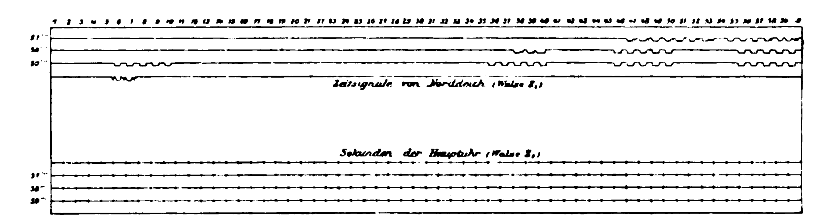


Fig. 2. Diagramm der Zeitschreiber.

Vergleichung und Ausmessung der bisher erhaltenen Diagramme wurde festgestellt, daß die Bestimmung der Zeit mit dieser Vorrichtung auf Zehntelsekunden genau möglich ist. Ein Diagramm der beiden Zeitschreiber ist in Fig. 2 wiedergegeben. Übrigens ist eine Relaisanlage mit Schreibapparat geplant, welche die Aufnahme der Zeitzeichen nach dem Gehör entbehrlich machen wird. W. M. (E).

(Eingesandt 7. Februar 1911.)

Die Deutsche Betriebsgesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H.

Wir entnehmen einer Mitteilung der Telefunken-Gesellschaft folgende Angaben:

Am 15. Januar 1911 hat die Tätigkeit einer neu gegründeten Funken-Telegraphengesellschaft unter dem Namen „Deutsche Betriebsgesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H.“ Berlin begonnen.

Wie bekannt hatte seit längerer Zeit die englische Marconi-Gesellschaft eine Anzahl von Schiffen der Hamburg-Amerika-Linie und des Norddeutschen Lloyd ausgerüstet, und die Stationen mit eigenem Personal in eigener Regie betrieben. Die mit diesen beiden Schiffahrtsgesellschaften abgeschlossenen Verträge laufen noch bis zum Jahre 1914 bzw. 1917.

Der Entschluß dieser beiden größten Schiffahrtsgesellschaften Deutschlands, das Marconi-System zu adoptieren, war erfolgt, weil zur Zeit der Vertragsschließung mangels einer internationalen Regelung ein guter Verkehr mit Küstenstationen in England und anderen Ländern nur den mit Marconi-Stationen ausgerüsteten Schiffen möglich war, denn die Marconi-Gesellschaft hatte damals an den für die Schiffahrt wichtigen Stellen Stationen errichtet und weigerte sich den Verkehr mit anderen Systemen aufzunehmen.

Diese Sachlage änderte sich mit dem am 1. Juli 1907 erfolgten Inkrafttreten der Berliner Konvention für Funkentelegraphie. Gemäß dieser Konvention haben sich mit Ausnahme von Italien fast alle Länder von Wichtigkeit verpflichtet, den Verkehr zwischen den Küstenstationen ihres Landes und vorbeifahrenden Schiffen, gleichviel mit welchem System sie ausgerüstet sind, obligatorisch zu machen.

Hiermit war die Möglichkeit der Nutzbarmachung der Funkentelegraphie für die Handelsschiffahrt aller Länder unabhängig von dem Marconi-System gegeben. Von diesem Moment ab ist daher auch tatsächlich ein ungeheurer Aufschwung in der Benutzung der drahtlosen Telegraphie für kommerzielle Zwecke bemerkbar.

In Deutschland waren z. B. am 1. Juli 1907 ca. 32 Schiffe mit Stationen eingerichtet, während am 1. Januar 1911 bereits mehr als 100 Stationen an Bord von Handelsschiffen in Betrieb sind. Nach Inkrafttreten der internationalen Konvention hat die Ausbreitung des Marconi-Systems auf der deutschen Handelsflotte keine wesentliche Zunahme mehr erfahren, sondern es ist bei den seinerzeit eingerichteten Dampfern des Norddeutschen Lloyd und der Hamburg-Amerika-Linie geblieben.

Die Telefunkengesellschaft hat jedoch von diesem Augenblick an in der deutschen Handelsschiffahrt eine rege Tätigkeit mit Erfolg entfaltet, so daß man heute wohl sagen kann, die Benutzung der Funkentelegraphie an Bord deutscher Handelsschiffe ist Allgemeingut geworden.

Es war jedoch nicht zu verkennen, daß die Steigerung des Betriebes noch eine ganz andere sein, und daß die Betriebsbedingungen für die Rhedereien sich bedeutend angenehmer gestalten würden, wenn sich nicht innerhalb der deutschen Handelsflotte die beiden Konkurrenzgesellschaften, Telefunken und Marconi, in hartem Kampf gegenüberstehen würden. Dieser Kampf um den Vorrang verschärfte sich mit der Zeit dermaßen, daß schließlich auch der Gesamtverkehr darunter zu leiden anfing und vielfach Wünsche laut wurden, der funkentelegraphische Betrieb in der deutschen Handelsflotte möge von einer

deutschen Gesellschaft organisiert und geleitet werden, die in der Lage ist, unabhängig von dem fortdauernden technischen Konkurrenzkampf zwischen Telefunken und Marconi sich dem deutschen Funkentelegraphenverkehr dienstbar zu machen.

Diese Wünsche haben mit der Gründung der „Deutschen Betriebsgesellschaft“ (Debeg) in vollem Maße ihre Erfüllung gefunden.

Die Deutsche Betriebsgesellschaft ist auf Grund eines Übereinkommens zwischen der Berliner Telefunkengesellschaft, der Allgemeinen Elektrizitätsgesellschaft, der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie System Prof. Braun und Siemens & Halske G. m. b. H. und der Compagnie de Télégraphie sans fil, Brüssel (Licenzträgerin der deutschen Marconi-Patente) gegründet.

Ihr voll eingezahltes Gründungskapital beträgt M. 900000.—.

Zum Zwecke der Ausübung des Telegraphenverkehrs auf deutschen Schiffen hat die Gesellschaft sämtliche bisher von der Telefunkengesellschaft und der Marconi-Gesellschaft getrennt betriebene bzw. in Ausrüstung befindliche 124 deutsche Schiffsstationen einschließlich Personal übernommen und ist in die Rechte und Pflichten der zwischen der Telefunken- und der Marconi-Gesellschaft einerseits und den deutschen Rhedern andererseits früher abgeschlossenen Betriebsverträge eingetreten.

Um auch technisch nach jeder Richtung hin unabhängig zu sein, hat die Debeg das Recht zur Benutzung aller deutschen Patente für drahtlose Telegraphie der an der Gründung beteiligten Firmen für die deutsche Handelsschiffahrt erworben. E.

(Eingesandt 15. Februar 1911.)

Detektoren.

Detektoren der drahtlosen Telegraphie und Telephonie.

Von **Eugen Nesper.**

(Fortsetzung.)

Die bei der Einwirkung elektromagnetischer Schwingungen ihren Widerstand verändernde Kontaktstelle $d\,e$ wird mit einer Batterie von rund 0,1—0,5 Volt E.M.K. und mit einem Fernsprecher in Reihe geschaltet und durch Drehen an der Mikrometerschraube so lange eingeregelt, bis die größte Lautstärke im Fernsprecher vorhanden ist.

Die Empfindlichkeit war unter Umständen bei diesem Koepselkontakte sehr groß, leider aber auch gegen mechanische Stöße, Luftbewegungen usw. Außerdem war die Kontaktstelle nicht genügend zuverlässig, so daß sie häufig ohne ersichtlichen Grund in ihrer Wirkung versagte. Selbstverständlich war sie wegen der geringen hindurchzuleitenden Strommenge nicht für Morseschreiberbetrieb geeignet.

Da die Kontaktdruckgrenze ziemlich kritisch war, war die Einstellung nicht leicht. Ein Klopfer war unnötig, da der Koepselkontakt von selbst auf seinen Anfangswiderstand zurückgeht.

Einzelkontakte, allerdings zwischen Metallen, sind neuerdings von Branly und Maskeline angegeben worden.

Branly benutzt einen kleinen aus Stahl hergestellten oder wenigstens mit stählernen Füßen versehenen Dreifuß *a* (Fig. 10), der

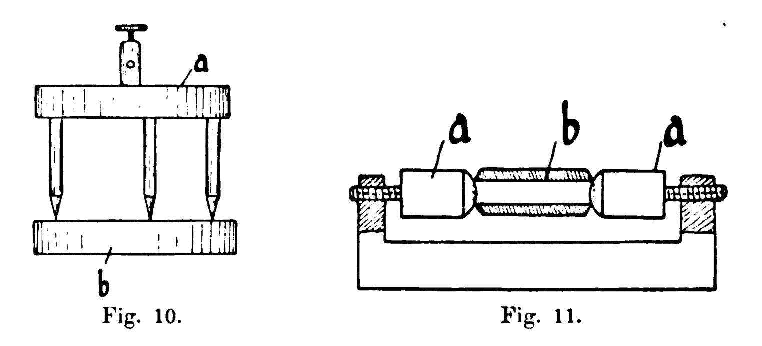


Fig. 10. Fig. 11.

auf einer hochglanzpolierten Stahlplatte *b* aufsteht. Die Füße von *a* sind schwach oxydiert.

Die Empfindlichkeit dieses Kontaktes ist angeblich gut und er soll nur schwacher Erschütterungen bedürfen, um auf seinen Anfangszustand wieder zurückzukehren.

Der auf demselben Grundsatze der dünnen Oxydschichten beruhende Konjunktor von Maskelyne ist in Fig. 11 schematisch zum Ausdruck gebracht.

a sind halbkugel- oder ballig abgedrehte Stahlstäbe mit oxydierter Oberfläche, auf denen der messerscharf angeschliffene, ebenfalls oxydierte Stahlzylinder *b* lose aufsitzt. Es sind demnach hierbei zwei Kontaktlinien vorhanden, die einen hohen Widerstand im Ruhezustande besitzen.

Auch hierbei ist somit die Entfrittung durch leichtes Klopfen herbeizuführen.

Erwähnenswert ist ferner der Drahtgazekohärer von Schniewindt. Aus gut leitendem Materiale hergestellte Drahtgaze wird durch beliebig ausgeführte Schnitte derart verwendet, daß kein Draht von zusammenhängender Länge durchgeführt ist. An den Schnitt- bzw. Trennungsstellen sind sich die Drähte sehr benachbart und werden beim Auftreffen von elektromagnetischen Wellen leitend. Um den früheren Leitungszustand wieder herzustellen, muß der Kohärer erschüttert werden.

Zwar kein einfacher Mikrophonkontakt, sondern eine Vielzahl von Kontakten sind bei den Kohlepulverkohärern von Ferrié und Tommasina vorhanden, die ohne Klopfer auf ihren hohen Anfangswiderstand zurückkehren.

Der Kohlepulverkohärer von Tommasina, der dem von Ferrié angegebenen ähnlich ist, besteht aus einer rund 3 mm starken Hartgummiplatte, in die ein Loch von 2 mm Durchmesser gebohrt ist. Zwei Glimmerscheiben schließen die Höhlung ab, die mit grobem Kohlepulver gefüllt ist. In letzteres ragen als Einführungselektroden zwei Neusilberdrähte.

c) Quecksilberkohärer.

Der erste Quecksilberkohärer scheint von Tommasina 1900 hergestellt worden zu sein.

Etwa zwei Jahre später konstruierten Castelli und Solari für die italienische Marine Quecksilberkohärer, die sich einander sehr ähnlich sind.

Das Prinzip gibt Fig. 12 wieder. In einer Glasröhre *a* ist eine Kohlenelektrode *b* und eine Eisen- oder Stahlelektrode *c* angeordnet. Zwischen beiden befindet sich ein Quecksilbertropfen, dessen Größe im Verhältnis zum Glasrohre am besten durch Versuche festgestellt wird.

Bei Aufnahme von Schwingungen werden die Kontaktstellen leitend, während der nichtleitende Zustand sich ohne Klopfer von selbst wieder herstellt. Indessen arbeitet der Kohärer in bezug auf seine Entfrittung in manchen Fällen nicht ganz zuverlässig.

Die durch Fig. 12 erläuterte Ausführung stellt die von Solari angegebene Form des Quecksilberkohärers dar. Die Castellische Konstruktion unterscheidet sich von dieser dadurch, daß hierbei zwei Kohleelektroden mit einem zwischen diesen angeordneten Eisenzylinder vorhanden sind, wobei die Zwischenräume zwischen den ersteren und den letzteren durch Quecksilbertropfen ausgefüllt sind.

Die von Marconi angestellten Versuche mit der Solarischen

Ausführungsform haben hinsichtlich der Sicherheit des Ansprechens und des Entfrittens keine günstigen Resultate ergeben.

Abweichend von den obigen Konstruktionen, sowohl hinsichtlich der Ausführung als auch der Wirkung, sind die Quecksilberkohärer von Lodge-Muirhead und Koepsel.

Fig. 12.

Von ersterem gibt Fig. 13 ein Bild. In einem isolierenden Gefäße *a* befindet sich Quecksilber *b*. Die Zuleitung zu letzterem erfolgt durch die Platinspirale *c*. Der Meniskus des Quecksilbers wird von einer dünnen Mineralölschicht *d* bedeckt, die von einem lose mit dem Quecksilbermeniskus kontaktmachenden rotierenden Stahlrade durchbrochen wird. Das Stahlrad ist mit einer Achse verbunden, auf der eine Zuführungsfeder *f* schleift. *g* ist ein kleiner Filzblock, der durch

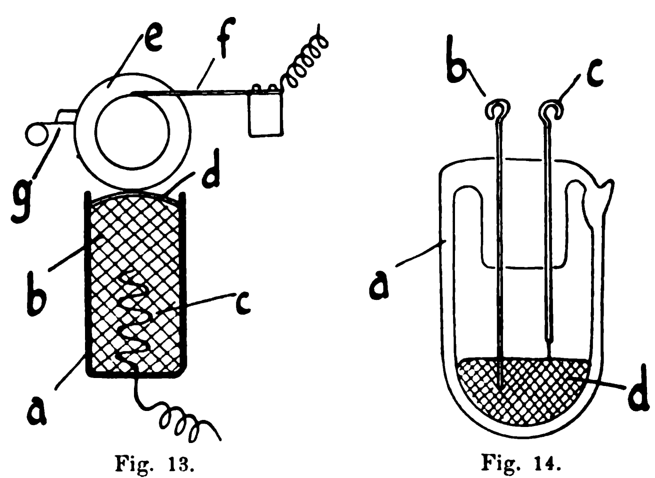


Fig. 13. Fig. 14.

eine Feder gegen das Stahlrad gedrückt wird, um diese metallisch rein zu halten.

Beim Empfang elektromagnetischer Schwingungen wird die Kontaktstelle zwischen Stahlrad und Quecksilber leitend, so daß ein Dauerstrom, der z. B. mittels einer Hilfsbatterie, deren E.M.K. nicht größer als 0,5 Volt sein soll, erzeugt wird, durch den Quecksilber-Stahlradkontakt hindurchgeht und direkt, also ohne Relais, benutzt werden kann, um einen Siphonrekorder zu betätigen und somit die aufge-

nommenen Zeichen graphisch zu fixieren. Da der Kohärer nicht von selbst auf seinen hohen Anfangswiderstand zurückkehren würde, wird das Stahlrad in Umdrehung versetzt und es werden somit neue Teile in Kontakt gebracht.

Neuerdings hat L. H. Walter einen Kohärer konstruiert, bei dem Quecksilber in Kontakt mit Tental verwendet wird.

Von diesem Detektor, der ohne weiteres dekohärierend ist, teilt Walter mit, daß er zwar nicht so empfindlich wie der magnetische oder elektrolytische Detektor sei, daß hingegen bei ihm bei entsprechend stärkerer Reizung eine unvergleichlich größere Tonstärke sich erzielen lasse, ohne daß eine Beschädigung, Verbrennung o. dgl. der Kontaktstelle eintrete.

Eine Ausführungsform zeigt Fig. 14. In ein vorteilhaft luftentleertes Glasrohr *a* sind zwei Platindrähte *b* und *c* eingeschmolzen, von denen *b* in das Quecksilber *d* eintaucht, während *c* an seinem unteren Ende mit einer dünnen Tantalspitze von 0,05 mm Durchmesser versehen ist, die den Meniskus des Quecksilbers berührt.

Angeblich dekohäriert der Waltersche Quecksilberkohärer spontan.

3. Elektrolytische Detektoren.

a) Antikohärer.

Sämtliche soeben beschriebenen Detektoren zeigten nach Einwirkung der elektromagnetischen Wellen eine mehr oder weniger starke Widerstandsverminderung. Bei den sogenannten Antikohärern ist die umgekehrte Erscheinung vorhanden. Der anfangs bestehende geringe Widerstand wird durch die Erregung, bzw. durch die Aufnahme elektromagnetischer Wellen vergrößert.

Zuerst wurde die hier zugrunde liegende Erscheinung wohl von Righi und Arons beobachtet, die auf einem Spiegelglasstücke einen dünnen Silberniederschlag aufbrachten und mittels eines Gravierdiamanten die Oberflächenschicht ritzten, so daß sich zwischen den Belaghälften eine Trennschicht von rund $^3/_{1000}$ mm ergab. Arons streute auf den Schnitt feine Metallspäne. Der Widerstand war im nichterregten Zustande nicht sehr hoch, da feine Metallteilchen die Leitung zwischen beiden Hälften vermittelten. Nach Erregung waren jedoch die Metallteilchen zerstört und der Widerstand war hoch.

Ähnlich wie der Righische Antikohärer sind die Neugeschwender und Schäferschen Platten.

Neugeschwender bedeckte den rund $^1/_3$ mm breiten geritzten

Streifen des Silberbelages mit einer dünnen Flüssigkeitsschicht. Bei Erregung konnten angeblich elektrolytische Erscheinungen beobachtet werden.

Die Schäfersche Platte stellt die wohl am meisten verbesserte Anordnung der Antikohärer dar, die auf der obigen Erscheinung beruhen. Aber auch sie hat derartige grundsätzliche Mängel, daß sie nicht zur endgültigen Einführung in die strahlentelegraphische Praxis gelangt ist.

Die Schäfersche Platte, ähnlich wie die Neugeschwendersche Anordnung besteht aus einem mit einem Gravierdiamanten geritzten Silberspiegel, der in eine luftentleerte Glasröhre eingeschlossen wird, nachdem der Spiegel einschließlich der geritzten Stelle mit Firnis überzogen ist.

Die Wirkung ist die gleiche wie bei dem Righischen Detektor, nur war die Sicherheit des Ansprechens etwas erhöht.

Bei vor einiger Zeit angestellten Versuchen, bei denen die Schäfersche Platte für Telephonhörer und gleichzeitig Morseschreiber (mit Hilfsbatterie) verwendet wurde, soll die maximale Reichweite bei rund 30 km gelegen haben.

b) Responder.

Der von de Forest und Smythe angegebene elektrolytische Detektor, Responder genannt, ist in seiner Wirkung der Neugeschwenderschen Platte überaus ähnlich.

Die Konstruktion des Responders zeigt die Fig. 15 A und B. In einer aus isolierendem Materiale hergestellten Röhre *a* sind zwei halbkugelförmig ausgehöhlte Metallelektroden *b* eingesetzt, die mit einer Stromquelle und einem Fernsprecher verbunden werden. Der Zwischenraum zwischen den Elektroden wird mit einer halbflüssigen Masse, bestehend aus Metallspänen mit Bleiglätte oder aus wasserhaltigem Glyzerin oder ähnlichen Stoffen ausgefüllt.

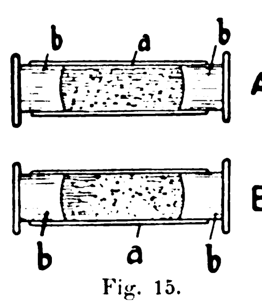


Fig. 15.

Im Ruhezustande übt die Stromquelle eine Polarisationswirkung auf die zwischen den Elektroden befindliche Paste aus, wodurch feine Metallbrücken zwischen den Elektroden etwa nach Art der Fig. 15 A gebildet werden sollen. Sobald jedoch der Responder durch elektromagnetische Wellen gereizt wird, sollen die Brücken zerstört werden,

wodurch der Widerstand des Responders erheblich steigt. Selbsttätig sinkt er wieder nach Aufhören der Einwirkung der Schwingungen. Der Responder dekohäriert mithin von selbst.

c) Elektrolytische Zellen mit flüssigen Elektrolyten.

Die elektrolytischen Zellen mit flüssigen Elektrolyten sind schon 1898 von **Pupin** für Empfangszwecke und zur Gleichrichtung von Wechselströmen angegeben worden. Er bediente sich indessen ziemlich kräftiger Drahtquerschnitte, die für die drahtlosen Empfangszwecke weniger geeignet waren.

Ferrié führte 1900 dem Pariser Elektrotechnischen Kongresse eine für drahtlose Telegraphie gut brauchbare Zelle vor, die später u. a. auch von **Fessenden** in Amerika verwendet wurde.

Ein kleines isolierendes Gefäß war mit verdünnter Schwefelsäure gefüllt. In diese tauchen ein Platindraht von beliebiger Gestalt und Durchmesser und ein dünner Platindraht, am besten abgeätzter Wollastondraht[1]) ein, der an einer Schraube angelötet ist. Durch Drehen an dieser Schraube ist es möglich, die richtige Eintauchtiefe herzustellen, die dann vorhanden ist, wenn die Drahtspitze gerade den Flüssigkeitsmeniskus berührt. Die feine Spitze des dünnen Platindrahtes soll den positiven Pol bilden, bzw. mit dem Pluspol der Hilfsbatterie verbunden werden.

Sobald eine Hilfsbatterie vorhanden ist, geht infolge der Polarisation im Ruhezustande ein schwacher Strom durch die Zelle hindurch, was sich durch ein schwaches Rauschen und Zischen in einem mit der Zelle in Serie geschalteten Fernsprecher bemerkbar macht. Der durch die Zelle hindurchfließende Strom wird erheblich verstärkt, wenn elektromagnetische Schwingungen die Zelle reizen, also beim Empfange.

Nach Bekanntwerden der Zelle von **Ferrié** ist in Deutschland die elektrolytische Zelle von **Schlömilch**, in Amerika von **Fessenden** unter der Bezeichnung „liquid barretter" in die drahtlose Praxis eingeführt worden.

Eine Konstruktion von **Schlömilch**, die von der obigen abweicht, zeigt Fig. 16.

a ist ein aus einer säurebeständigen isolierenden Masse wie z. B. Hartgummi oder Porzellan hergestelltes Gefäß, das von einem eingeschraubten Deckel *b* verschlossen wird. Auf diesem sind Kontaktstücke *c* und *d* aufgeschraubt, die es ermöglichen, daß der Detektor durch

1) Silberdraht mit Platinseele.

einfache Handgriffe bei guter Kontaktgebung in das Empfangssystem eingeschaltet werden kann. Mit *c* und *d* ist die dünne Elektrode mit feiner Platinspitze *e* und die starke Platinelektrode *f* lösbar verbunden. Das Gefäß wird mit verdünnter Schwefelsäure gefüllt.

Von Interesse ist die aktive Platinelektrode *e*, die die feine Spitze besitzt. Diese kann zweckmäßig so hergestellt werden, daß mit einem starken Platindraht, der zum Anschlusse an den Kontakt dient, ein Stückchen Wollastondraht verlötet wird. Beide werden alsdann durch die offen ausgezogene Spitze eines Glasrohres gezogen, wobei das nichtverlötete Ende des Wollastondrahtes etwas aus dem Glasrohre herausragen kann. Nunmehr wird mit feinstem Schmirgelpapier die Spitze des Glasrohres entweder kegelförmig (wie in Fig. 16) angeschliffen oder es wird das Glasrohrende eben abgeschliffen. Im ersteren Falle soll der Wollastondraht genau die Spitze des Kegels bilden, während es im zweiten Falle nicht auf die Stelle ankommt, an der der Draht endigt. Die letztere Art, die schon Pupin angibt, hat bei leichter Herstellung eine gute Empfindlichkeit zur Folge.

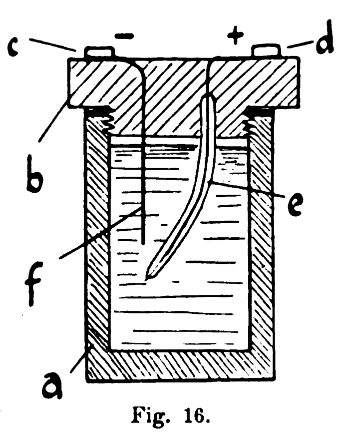


Fig. 16.

Sind beide Elektroden *e* und *f* aus Platin hergestellt, so muß die elektrolytische Zelle mittels einer Batterie gereizt werden. Es ergibt sich alsdann für eine mittlere Empfindlichkeit bei einem Querschnitte der wirksamen Elektrode von 0,007 qmm ein durch die Zelle fließender Strom von 0,000028 Ampère bei einer Spannung von rund 0,7 Volt. Der Widerstand der Zelle betrug hierbei rund 2500 Ohm.

Dadurch, daß eine Elektrode, vorteilhaft die starke Elektrode *f*, aus einem Materiale gewählt wird, das mit dem Materiale von *e* ein Primärelement ergibt, ist es möglich, die Hilfsbatterie fortzulassen. Außer Schlömilch haben Shoemaker und Vreeland in Amerika derartige Zellen mit eigener E.M.K. vorgeschlagen. Die Empfindlichkeit und Konstanz ist indessen bei derartigen Konstruktionen geringer als bei Batteriebetrieb.

Da die elektrolytische Zelle nicht nur, wie der Kohärer, Zeichen überhaupt registriert, sondern auf stärkere Reizungen mehr anspricht, als auf schwächere — was sich an der Lautstärke im Fernsprecher

oder bei Benutzung eines Galvanometers am Galvanometerausschlage bemerkbar macht — ist die elektrolytische Zelle als quantitativ arbeitender Meßapparat brauchbar.

Eine einfache, in der Praxis häufig angewendete Meßmethode besteht darin, daß parallel an dem mit der Zelle in Serie geschalteten Fernsprecher ein veränderlicher geeichter Widerstand, z. B. ein Stöpselrheostat, geschaltet wird, und daß die Messung und event. Aufzeichnung einer Kurve durch Ablesung des Nebenschluß - Widerstandes erfolgt.

Neuerdings hat Fessenden vorgeschlagen, zur Erhöhung der Empfindlichkeit das Innere der Zelle unter Druck von mehreren Atmosphären zu setzen.

Die elektrolytische Zelle besitzt die Vorteile, bei richtiger Herstellung hochempfindlich und selbstdekohärierend zu sein. Hierzu kommt innerhalb gewisser Grenzen ein quantitatives Arbeiten, sowie Unempfindlichkeit gegen mechanische Stöße. Als Nachteile sind anzuführen: Geringe Möglichkeit eines Schreibempfangs[1]) infolge der geringen hindurchzuleitenden Strommengen und des Dauerstromes, sowie Möglichkeit des Inaktivwerdens durch gelegentliche zu starke Reizungen (atmosphärische Störungen). Bei strenger Kälte kann die Zelle einfrieren.

d) Elektrolytische Zellen mit festen Elektrolyten.

Die Detektoren mit festen Elektrolyten haben mit den Zellen mit Flüssigkeitselektrolyten, einigen später zu besprechenden Thermodetektoren, Gasdetektoren usw. das Gemeinsame, daß nach Untersuchungen von Brandes die Funktion von Strom und Spannung (Charakteristik) keine gerade Linie, sondern eine Kurve ist, die in den einzelnen Quadranten des Ordinatensystemes eine verschiedene oder gleiche Gestalt haben kann. Ist die Strömung, die durch den Detektor hindurchgeht, bei Reizung des Detektors mit schnellen Schwingungen in einem Strömungssinne eine andere als im anderen, was mittels eines Galvanometers festgestellt werden kann, so spricht man von einer „Gleichrichtung“ oder „Ventilwirkung“ des Detektors.

Wahrscheinlich rührt die günstige Wirkung verschiedener Materialien, wie z. B. von Bleiglanz, Psilomelan, Kupferkies, daher, daß diese Kristallwasser enthalten und daß auf diese Weise ein elektrolytischer Vorgang bei Kontaktgebung vorhanden ist. Bei entsprechen-

1) Nur für kleine Entfernungen, z. B. mittels des Claude-Relais.

der Wahl der Materialien, sowie der diese Materialien haltenden Elektroden kann man es dahin bringen, daß der Detektor als Primärelement mit eigener E.M.K. arbeitet. Anderenfalls wird der Detektor in bekannter Weise mit einer Batterie oder besser mit einem Potentiometer verbunden.

Zuerst scheint Bose (1902) in Amerika Detektoren mit festen Elektrolyten verwendet zu haben. Zwei kleine Stücke Bleiglanz oder Kupferkies oder ähnliche Substanzen wurden unter Druck gesetzt und in ein Empfangssystem eingeschaltet.

Später (1906) hat die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie auf Anregung von Braun ähnliche Detektoren gebaut, bei denen eine oder zwei Elektroden benutzt wurden, die elektrolytische Eigenschaften besaßen. Angewendet wurden in der Hauptsache Manganverbindungen, wie Psilomelan.

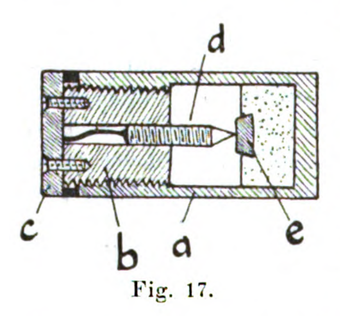


Fig. 17.

Eine Ausführung dieses elektrolytischen Detektors zeigt Fig. 17. Eine Messinghülse *a* ist an der offenen Seite mit Gewinde versehen, in das ein Hartgummistöpsel *b* eingeschraubt ist. Auf diesen ist eine aus leitendem Materiale hergestellte Platte *c* aufgeschraubt, die mittels einer biegsamen Litze mit einer Eisenschraube *d*, die in *b* sitzt, verbunden ist. *d* bildet bei dieser Konstruktionsform die eine Elektrode, während *e*, ein Stückchen Psilomelan, in Zinn eingegossen und mit *a* verbunden, die andere Elektrode darstellt.

Zum Empfangen wird die zwischen *d* und *e* gebildete wellenempfindliche Kontaktstelle mit einer Batterie und einem Fernhörer in Serie geschaltet oder — wenn die aktiven Elektrodenteile in der Spannungsreihe weit aneinanderliegen, wie z. B. bei Wismut als Druckelektrode (*d*) Psilomelan als Gegenelektrode (*e*) und Einbettung der letzteren in Zinn, so daß der Detektor ein Primärelement darstellt — ohne Hilfsbatterie mit Fernhörer oder Galvanometer benutzt.

Die Größe der Kontaktstelle und der dazugehörende Druck hängt von den verwendeten Materialien ab und muß von Fall zu Fall empirisch ermittelt werden. Für Eisen und Psilomelan ergab sich eine gute Empfindlichkeit bei einem Quadratmillimeter Berührungsfläche und einem starken Kontaktdrucke.

Die günstigste Hilfsspannung schwankt zwischen 0,5—4 Volt.

Die Empfindlichkeit des Psilomelandetektors läßt sich ungefähr

auf denjenigen Grad wie bei der elektrolytischen Zelle bringen, indessen scheint die Konstanz erheblich schlechter zu sein. Hierzu kommt, daß die Tendenz in der drahtlosen Telegraphie überhaupt darauf gerichtet ist, Detektoren mit Ventilwirkung zu vermeiden, da diese naturgemäß mit geringerem Wirkungsgrade wegen Verlustes eines Teiles der Amplitude der aufgenommenen Schwingungen arbeiten.

Mehrere der neuerdings bekannt gewordenen Detektoren, die gleichfalls unter den Begriff derjenigen Klasse fallen, bei der das Ohmsche Gesetz nicht innegehalten wird, wie z. B. die Konstruktionen von Dunwoody, Ecclès, Brown u. a. werden gelegentlich der Thermodetektoren mit stückförmigen Elektroden behandelt werden.

4. Thermodetektoren.

a) Drahtthermoelemente und -Detektoren.

Klemenčič hat wohl zuerst die im Resonanzsystem (Empfänger) von den aufgenommenen Schwingungen entwickelte Wärmewirkung zum Nachweis eben dieser Schwingungen benutzt. Er verwendete hierzu zwei sehr feine Metalldrähte (z. B. Eisendraht und Konstantendraht von 0,05 mm Durchmesser), welche rechtwinklig miteinander verschlungen wurden oder sich über Kreuz berührten und von denen die beiden Enden des einen Drahtes mit dem Resonanzsystem, die des anderen Drahtes mit einem empfindlichen Galvanometer verbunden wurden. Der bei Wellenaufnahme in der Kontaktstelle, welche auch verlötet sein kann, erzeugte Thermostrom rief alsdann im Galvanometer einen Ausschlag hervor, der proportional der aufgenommenen Strömung ist. Da ferner überaus dünne Drähte zur Anwendung gelangen, ist der Widerstand so gut wie unabhängig von der Frequenz, so daß bei Konstanthaltung der am Sender ausgestrahlten Energie die Galvanometerausschläge proportional sind $\int_0^\infty i^2\,dt$.

Die Anordnung von Klemenčič ist vielfach modifiziert worden, ohne daß jedoch an dem Wesen der Anordnung, welche sich vorzüglich für Meßzwecke bei nicht allzugeringen Energiemengen eignet, etwas Prinzipielles geändert worden wäre. Kleine Verbesserungen sind folgende:

Verfasser fand, daß eine Punktberührung im allgemeinen günstigere Konstanz und größere Empfindlichkeit des Thermoelementes zur Folge hat. Es kann diese Punktberührung dadurch hergestellt werden, daß

man die von den Drähten gebildeten Ebenen senkrecht aneinanderstellt und dementsprechend die Drähte führt.

Erhebliche Empfindlichkeitssteigerung wird durch Einschluß des Thermoelementes in ein evakuiertes Gefäß bewirkt. H. Brandes und Voege haben nach Lebedew derartige Konstruktionen angegeben.

Um die Wärmestrahlung der Kontaktstelle des Thermoelementes herabzusetzen, kann die Kontaktstelle in ein besonderes, versilbertes Gefäß eingeschlossen werden.

Zur Herabsetzung des Widerstandes der Kontaktstelle sind gleichfalls eine Anzahl Konstruktionen in Vorschlag gebracht worden. Dies kann entweder dadurch herbeigeführt werden, daß die kurzen dünnen Drähte miteinander verlötet werden (v. Traubenberg), oder daß eine Vielzahl von Heizdrähten angewendet wird, mit denen der Gegendraht verbunden wird.

Die vorstehend angeführten Thermoelemente haben den Vorzug, daß eine besondere Stromquelle nicht erforderlich ist. Bei den Bolometern, welche vielfach für Meßzwecke (gerichtete Telegraphie usw.) angewendet werden, muß eine besondere Stromquelle vorhanden sein.

Eine vielfach benutzte, neuerdings wieder von Tissot angewandte Form des Bolometers in Gestalt der Brücke stellt Fig. 18 dar. *a* ist der Bolometerwiderstand, *b*, *c* und *d* sind die Abgleichungswiderstände, *e* ist ein Galvanometer, *f* eine Stromquelle. Die Brückenanordnung wird nun zunächst so abgeglichen, daß das Galvanometer auf Null steht. Sobald nun durch den Bolometerdraht *a* ein Hochfrequenzstrom geht (die Kontakte 1 und 2 werden mit dem Empfänger verbunden), nimmt der Widerstand des letzteren zu und das Brückengleichgewicht ist gelöst.

Der Bolometerdraht *a* wird nach Tissot, um die Empfindlichkeit zu steigern, in eine Vakuumröhre eingeschlossen.

Béla Gáti wendet gleichfalls, um die Empfindlichkeit zu steigern, Golddraht als Bolometerwiderstand von ca. 0,0025 mm Stärke an.

Eine von den vorstehend erwähnten abweichende Bolometeranordnung rührt von Fessenden her und wurde von diesem vor der elektrolytischen Zelle bei seinen Empfangsstationen benutzt. Das Bolometer von Fessenden, das dieser „barretter" nannte, war im wesentlichen eine evakuierte Glasbirne, in welche ein Wollastondraht eingeschmolzen war. Am untersten Ende war das äußere Silber des Wollastondrahtes abgeätzt, so daß an dieser Stelle nur die ca. 0,005 mm starke Platinseele übrig blieb. Diese Stelle war von einem versilberten Glasgefäß umschlossen.

Da die auf einen sehr kleinen Durchmesser abgeätzten Drähte leicht bei Überbeanspruchung durchbrannten, verband Fessenden mehrere derartige Bolometerelemente zu einem Barrettersatz, der so beschaffen war, daß man irgend ein beliebiges Element des Satzes einzuschalten vermochte.

Fessenden wandte seinen Barretter im allgemeinen nicht in der Brückenanordnung an, sondern benutzte vielmehr Bolometer und Telephon. Bei der Erwärmung erleidet der Barretter eine Widerstandsänderung, was sich als Geräusch im Telephon bemerkbar macht.

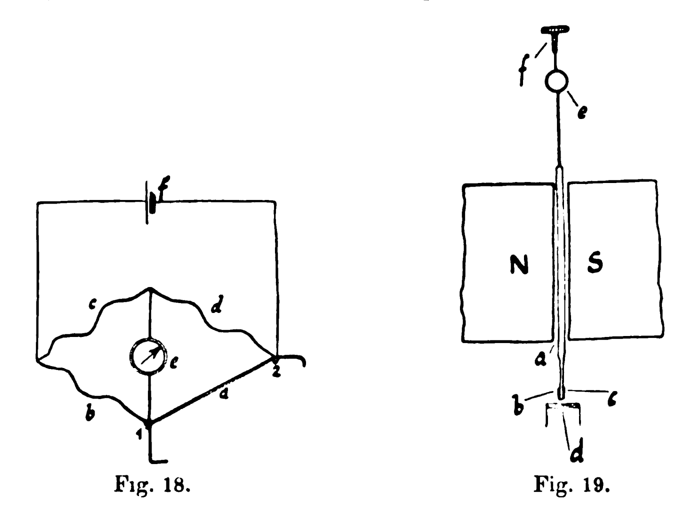


Fig. 18. Fig. 19.

Von Duddell rührt eine Konstruktion her, bei der Thermoelement und Galvanometer in einem Apparat vereinigt sind. Dieser wird Thermogalvanometer genannt und ist schematisch in Fig. 19 wiedergegeben.

Zwischen den Polen N und S eines kräftigen Magneten ist ein leichtes, beweglich aufgehängtes Metallrähmchen a vorgesehen, das an einem unteren Ende ein kleines Thermoelement b (Wismut) und c (Antimon) trägt. d ist ein kleines Heizsystem, das bei Erregung Wärme auf das Thermoelement $b\,c$ strahlt, e ist ein Spiegel, um die Ablesung zu ermöglichen, f eine Halte- und Einstellschraube.

Infolge der im Thermoelement bei Erregung erzeugten E.M.K. wird das im Magnetfeld montierte Rähmchen entsprechend gedreht.

Die Empfindlichkeit des Thermogalvanometers soll an die von hochempfindlichen Thermoelementen-Galvanometern heranreichen.

b) Thermodetektoren mit Heizvorrichtung.

Die vorstehend genannten Thermoelemente usw. sind in der drahtlosen Telegraphie höchstens für kleine Entfernungen der Empfangsstation vom Sender brauchbar. Für größere Entfernungen, also schon für solche über 50 km, versagen sie. Auch ist die Wartung, die sie verlangen, derartig schwierig, daß sie kaum in die Hände der Telegraphisten gegeben werden können. Man hat es indessen unter Anwendung besonderer Materialien und jeweilig charakteristischer Gestaltung gelernt, genügend empfindliche Thermodetektoren mit und ohne besondere Heizvorrichtung zu bauen.

Das wesentliche Kennzeichen aller dieser Thermodetektoren besteht darin, daß nicht eine Linien- oder Flächenberührung vorhanden ist, sondern daß vielmehr die Kontaktstelle punktförmig ist.

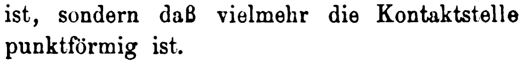
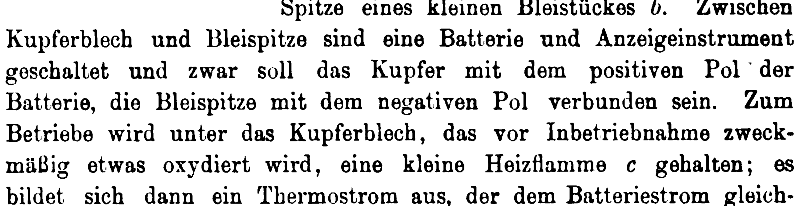


Fig. 20.

Historisch dürften einige der Thermodetektoren mit Heizvorrichtung älter sein, als solche ohne besondere Heizquelle. Es sollen daher diese ersteren zunächst behandelt werden.

Von Hornemann rührt eine Anordnung her, die in Fig. 20 schematisch wiedergegeben ist.

a ist ein dünnes Kupferblech, das durch eine Flamme vorher zur leichten Oxydation gebracht ist. Auf dieses drückt leicht die Spitze eines kleinen Bleistückes *b*. Zwischen Kupferblech und Bleispitze sind eine Batterie und Anzeigeinstrument geschaltet und zwar soll das Kupfer mit dem positiven Pol der Batterie, die Bleispitze mit dem negativen Pol verbunden sein. Zum Betriebe wird unter das Kupferblech, das vor Inbetriebnahme zweckmäßig etwas oxydiert wird, eine kleine Heizflamme *c* gehalten; es bildet sich dann ein Thermostrom aus, der dem Batteriestrom gleichgerichtet ist und diesen in seiner Wirkung auf das Anzeigeinstrument verstärkt.



Es ist ohne weiteres klar, daß bei diesem Oxydkohärer kein reiner Thermoeffekt auftritt, sondern daß vielmehr neben diesen eine sehr stark ausgepragte Kohärenzwirkung infolge der dünnen Kupferoxydschicht vorhanden ist.

Dem Hornemannschen heißen Oxydkohärer (1904) ist der später (1906) von Schlömilch gebaute Thermodetektor der Gesellschaft



für drathlose Telegraphie sehr ähnlich, indessen bleibt bei der Schlömilchschen Anordnung die an sich überflüssige Hilfsbatterie, die Hornemann anwendet, fort.

Heute sind weder der Hornemannsche Detektor, noch der von Schlömilch in der Praxis in Anwendung, da die Empfindlichkeit bei richtiger Einstellung zwar hinreichend ist, die Bedienung hingegen zu schwierig und die Betriebsbereitschaft und -Sicherheit zu gering sind.

c) Thermodetektoren mit stückförmigen Elektroden.

Gelegentlich der elektrolytischen Zellen mit festen Elektrolyten war darauf hingewiesen worden, daß gewisse Detektoren mehrere Wirkungen gleichzeitig aufweisen können und daß sie das Gemeinsame haben, nämlich, daß sie nicht dem Ohmschen Gesetz folgen und daß bei einigen dieser Detektoren von einer Ventilwirkung bzw. Gleichrichtung gesprochen werden kann.

Bei den Thermodetektoren mit stückförmigen Elektroden liegen die Verhältnisse ähnlich; es sind einige unter diesen, bei denen überhaupt nicht von einer Thermowirkung allein die Rede sein kann, sondern vielmehr zwei oder mehrere Wirkungen äußerst komplizierter Natur vorhanden sind.

Ein besonders drastisches Beispiel hierfür ist der Carborundumdetektor von Dunwoody. Dieser besteht aus einem Stückchen Carborundum (kristallinische Siliciumkohle) entsprechender Gestalt, welches zwischen zwei Metallplatten gepreßt (ähnlich z. B. Fig. 18) und mit oder ohne Hilfsspannung verwendet wird.

Wie insbesondere die Versuche von Pierce zeigten, besitzt dieser Detektor eine sehr ausgesprochene Ventilwirkung. Neben dieser ist allem Anschein nach noch eine Thermowirkung vorhanden.

Die Zahl der sogenannten Thermodetektoren ist außerordentlich groß. Fast alle metallischen Stoffe, welche an der Kontaktstelle weder einen zu kleinen noch einen zu großen Widerstand besitzen und in der Spannungsreihe voneinander verschieden sind, sind für die Herstellung von Detektoren geeignet.

So fand z. B. Pickard die Kombination von Silicium mit Metallen, ferner letztere mit Zinkoxyd als besonders geeignet. Letzteres soll im elektrischen Lichtbogen gewonnen und darauf die Bruchfläche benutzt werden. Es kann hierbei das Silicium rohbrüchig oder poliert angewendet werden.

Auch die von Pierce vorgeschlagenen Detektoren aus Molybdän-

glanz, Titanoxyd, Eisenglanz, Roteisenerz usw. fallen zum Teil darunter.

Besonderes Interesse verdient der von Austin vorgeschlagene Detektor aus Tellur mit Aluminium, bzw. Tellur mit Silicium, weil Austin nicht nur verschiedene Materialien angewendet und untersucht hat, sondern an seinen Einrichtungen noch besondere Vorkehrungen für Einstellung, Wechsel der Kontaktstelle getroffen hat.

Die Anordnung von Austin ist kurz folgende.

Auf einer aus isolierender Substanz hergestellten Säule mit Grundplatte ist eine Aluminiumscheibe drehbar angeordnet. Diese macht Kontakt mit einem Tellurrädchen, welches an einer elastischen Feder befestigt ist. Mittels einer Feder kann der Abstand und damit der Kontaktdruck variiert werden.

Die Anordnung war auch so ausgeführt, daß die Aluminiumscheibe durch ein Uhrwerk in beständige Umdrehungen versetzt wurde, um stets neue Kontaktstellen in Wirkung zu bringen, weil hierdurch Einstellungszufälligkeiten und die schädlichen Wirkungen atmosphärischer Entladungen sicherer vermieden wurden. (Schluß folgt.

Patentschau.

Von **H. Eales.**

Hilfseinrichtungen für die drahtlose Telegraphie.

Das D. R. P. Nr. 229220 der C. Lorenz A.-G. betrifft einen aus Planplatten gebildeten, von flüssigem Dielektrikum umgebenen Drehkondensator. Bei diesen hat man bisher die kreis- oder lemniskatenförmigen Platten an einer senkrecht gelagerten Drehachse befestigt; es hat sich aber dabei im Betriebe der Nachteil herausgestellt, daß infolge der zwischen den Platten auftretenden hohen elektrischen Spannungen eine Zersetzung des flüssigen Dielektrikums stattfindet und dadurch auch das spezifische Gewicht einzelner Flüssigkeitsschichten verändert wird. Da aber ein Aufsteigen und Zirkulieren der Flüssigkeit durch die horizontal liegenden Platten verhindert wird, so setzen sich die vom Strom chemisch veränderten Flüssigkeitsteile an den unteren Seiten der Platten an und verändern somit gerade an den für die Wirksamkeit in Betracht kommenden Stellen des Kondensators das Dielektrikum. Auch etwa sich bildende Luftbläschen können sich an den Platten fest-

setzen und so zur Verschlechterung des Dielektrikums beitragen. Um diese Unzuträglichkeiten zu vermeiden, ohne dabei halbzylinderförmig gebogene Platten verwenden zu müssen, deren Herstellung und Zusammenbau stets mit Schwierigkeiten verknüpft sind, sollen nach diesem Patente die wirksamen Platten vertikal und die Drehachse horizontal gelagert werden. Um ferner ein Auslaufen des flüssigen Dielektrikums durch die Achsenlagerung hindurch zu verhindern, soll die Achse des Kondensators nicht durch die Seitenwand des Gehäuses hindurchgeführt, sondern vermittels einer geeigneten Übersetzung mit dem die elektrische Kondensatorgröße markierenden, auf dem Deckel des Gehäuses befindlichen Zeiger gekoppelt sein. Fig. 1 zeigt eine derartige Ausführung dieses Kondensators.

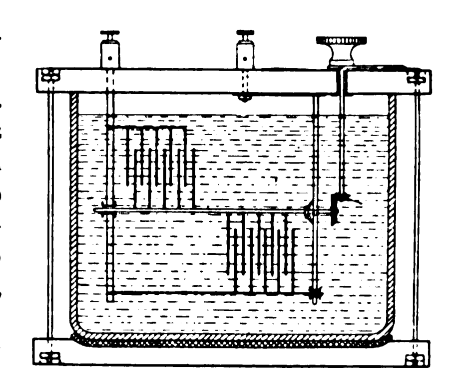


Fig. 1.

Nach dem D. R. P. Nr. 229599 der C. Lorenz Aktiengesellschaft soll bei Spulen für hochfrequente Wechselströme der Abstand der einzelnen Windungen voneinander dort, wo Kraftlinien Drähte schneiden, allmählich zunehmen. Man erhält dadurch Spulen von relativ großer Selbstinduktion bei kleinen Dimensionen und geringer Dämpfung.

Das D. R. P. Nr. 228254 derselben Gesellschaft betrifft ein Verfahren zur Verhinderung des Mitschwingens von Ersatzspulen der Hochfrequenztechnik. Derartige Ersatzspulen muß man meist zwecks Raumersparnis in unmittelbarer Nähe des Betriebsschwingungskreises anordnen und in sogenannten Revolveranordnungen einbauen, um sie schnell auswechseln zu können. Dabei ergibt sich aber oft der Nachteil, daß sie unbeabsichtigterweise in Schwingungen geraten, wenn der Betriebsschwingungskreis eine gleiche oder annähernd gleiche Frequenz aufweist, was nicht nur eine Energievergeudung bedeutet, sondern auch bei Sendeanordnungen eine Beschädigung der Isolation zur Folge haben kann. Um diese Nachteile zu vermeiden, soll nach dem genannten Patent den augenblicklich nicht gebrauchten Ersatzspulen durch Hinzuschaltung einer Selbstinduktion oder eines Kondensators eine andere Eigenschwingung gegeben werden, und zwar soll die Anordnung so getroffen sein, daß die Verstimmungsmittel sich beim Einbringen der

Spulen in die nicht betriebsmäßige Stellung selbsttätig zu- und bei Stellung in die Betriebslage selbsttätig abschalten.

Eine aus abschaltbaren Windungen bestehende Spule der Hochfrequenztechnik betrifft ferner noch das D.R.P. Nr. 228917 der C. Lorenz Aktiengesellschaft. Hierbei sollen die einzelnen Spulenglieder *a b c d* (Fig. 2) durch Schaltorgane *k* derart leitend miteinander in Verbindung stehen, daß bei Benutzung eines Teiles der Spule sich der übrige unbenutzte Teil selbsttätig abschaltet. Die Schalteinrichtung ist z. B. so ausgeführt, daß bei Einführung eines die Verbindung mit dem Schwingungskreise *h g a b* bewirkenden Stöpsels *i* in eine Steckbuchse *o* eine Ab-

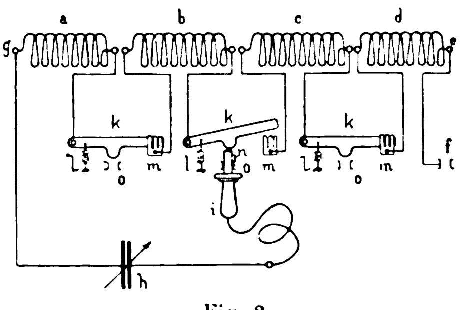


Fig. 2.

schaltung des nicht benutzten Spulenteils *c d* erfolgt. Hierdurch soll ebenfalls ein Mitschwingen des nicht benutzten Spulenteils verhindert bez. unschädlich gemacht werden.

G. Schieferstein in Lich (Oberhessen) hat ein Patent unter Nr. 230188 erhalten auf eine Vorrichtung zur kontinuierlichen Änderung der Selbstinduktion eines elektrischen Schwingungskreises, die aus zwei gegeneinander verschiebbaren Spulen besteht. Die wesentlichen Kennzeichen bestehen darin, daß einzelne Teile der Spulenwindungen, welche mit der Bewegungsrichtung der Spulen einen Winkel einschließen und dadurch während der Bewegung der beiden Spulen gegeneinander an Teilen höheren Potentials vorübergeführt werden, zur Vermeidung der durch diese Potentialdifferenz hervorgerufenen schädlichen Wirkungen außerhalb der Spulenebene verlegt sind. Die Bewegung der Spulen gegeneinander kann dabei auch anstatt auf geraden auf Kreislinien stattfinden.

Durch das D. R. P. Nr. 229331 von Dr. N. Papalexi und Dr. L. Mandelstam in Straßburg i. E. ist ein Verfahren zur Messung der Periode, der Dämpfung und anderer Größen von elektrischen Schwin-

gungen oder Schwingungskreisen (wie z. B. Koppelungen, Kapazitäten, Selbstinduktion usw.) geschützt worden, bei welchen ein Resonanzkreis mit variabler Periode verwendet wird. Die Kennzeichen bestehen darin, daß die verschiedenen Ausschläge eines Instrumentes, welche die Wirkung der zu untersuchenden Schwingungen auf diejenigen des Resonanzkreises anzeigt, bei verschiedenen Perioden beobachtet werden, wobei durch den Ausschlag Null der Resonanzpunkt und durch die zur Erreichung der Maximalausschläge notwendige Verstimmung ein Maß für die Summe der Dekremente bestimmt ist. Das zur Ausführung dieses Verfahrens dienende Instrument besitzt eine feste Spule, in deren Feld eine zweite um eine Achse drehbar angeordnete Spule sich befindet, wobei die eine von den induzierenden und die andere von den induzierten Schwingungen durchflossen ist. Eine andere Ausführung des zur Ausführung des geschützten Verfahrens dienenden Instrumentes be-

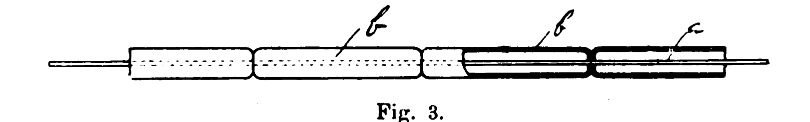


Fig. 3.

sitzt zwei feste, senkrecht zueinander angeordnete Spulen und einen um eine Achse drehbar angeordneten Kurzschlußring.

Das D. R. P. Nr. 230173 der C. Lorenz Aktiengesellschaft betrifft eine Vorrichtung zur Messung der Frequenz, der Dämpfung, der Koppelung und anderer Größen elektrischer Schwingungskreise, welche aus einem Schwingungssystem besteht, dessen Kapazität und Selbstinduktion oder eine von beiden veränderlich sind. Die Kennzeichen der Erfindung bestehen darin, daß, falls die Selbstinduktion des Schwingungskreises allein geändert wird, ein Kondensator und, falls die Kapazität des Schwingungskreises allein verändert wird, eine Selbstinduktion parallel zum Energieanzeiger im Schwingungskreis eingeschaltet wird. Hierdurch soll eine Variation der Dämpfung des Resonanzkreises durch das energieentziehende Hitzdrahtinstrument vermieden werden.

Durch das D. R. P. Nr. 229338 und das österreichische Patent Nr. 45636 der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie in Berlin ist eine Antenne geschützt, die aus dünnwandigen Metallrohren großen Durchmessers besteht, welche biegsam aneinandergereiht sind. Die Rohre *b* (Fig. 3) sollen dabei von einem Drahte *a* getragen werden, auf den sie aufgeschoben sind. Durch federnde Abnehmer kann dabei eine gut leitende Verbindung zwischen den Rohren und den sie tragenden Drähten

hergestellt werden. Der Zweck dieser Antennenausführung besteht darin, Verluste durch Sprühentladungen zu verhindern.

Das D. R. P. Nr. 227611 von H. Lange in Kiel stellt ein Zusatzpatent zu D. R. P. Nr. 219804 dar; über letzteres ist bereits im Jahrb. **3**, S. 433 berichtet worden. Nach dem Hauptpatent sollten für Luftleitergebilde an Stelle von Metalldrähten Metallbänder von beliebiger Form, Gestalt und aus beliebigem Material verwendet werden. Nach dem vorliegenden Zusatzpatent sollen nun die benutzten Metallbänder um ein oder mehrere Seile gelegt werden, die in der Hauptsache aus leichteren Materialien, wie Hanf, Baumwolle oder dergl. bestehen; hierdurch wird bezweckt, bei entsprechender Stärke dieser Einlagen ohne Erhöhung des Gewichtes des entstehenden Luftleitergebildes die Randstrahlung zu beseitigen. Die Ausführung kann verschieden sein; z. B. können Metallbänder mit umgebördelten Rändern verwendet werden, wobei die Hanf-, Baumwoll- oder dergl. -Seile in diese Ränder eingelegt werden, oder die Metallbänder können auch um zwei in gewissem Abstande parallele Seile so herumgelegt werden, daß ein der ganzen Breite nach doppelwandiges Gebilde mit innerem Hohlraum entsteht. Dieser Hohlraum kann auch mit einer geeigneten leichten Masse ausgefüllt werden, oder es kann auch das Metallband nur um ein entsprechend starkes Seil gelegt werden.

Durch das D. R. P. Nr. 229059 der C. Lorenz Aktiengesellschaft ist ein Holzmast für die Zwecke der drahtlosen Nachrichtenübermittelung geschützt, dessen Kennzeichen darin bestehen, daß die für die Mastkonstruktion verwendeten Holzstücke so angeordnet sind, daß sie nach innen zu einen Raum freilassen, in welchem beliebige Antennenzuleitungen, Pardunen oder Halteseile bewegt werden können. Die Holzstücke können z. B. nach Art eines Gitterträgers miteinander verbunden werden, derart daß sie einen viereckigen freien Raum umschließen.

Eine elektrostatisch geschützte Antenne betrifft das D. R. P. Nr. 229396 von Dr. Chr. Buck in München. Hierbei besteht das Schutzsystem (Faradayscher Käfig) welches für das Luftdrahtgebilde einen Raum abgrenzt, der frei ist von der Wirkung des normalen oder gestörten Erdfeldes, aus einem Formsystem und einem Ausgleichssystem; die Leiter des die geometrische Gestalt des abgeschirmten Raumes bestimmenden Formsystems sind dabei räumlich so angeordnet, daß sie in der Richtung des elektrischen Vektors der von der Antenne ausgehenden oder zur Antenne gelangenden elektromagnetischen Wellen möglichst keine Erstreckungskomponenten besitzen, während die Leiter des Ausgleichssystems, welche die Leiter des Formsystems unter sich

und mit der Erde verbinden, durch Ohmsche und Selbstinduktionswiderstände schwingungsunfähig gemacht und in einem oder verschiedenen Azimuten in bezug auf die Antenne angeordnet sein können.

(Eingesandt 6. Februar 1911.)

Briefe an die Redaktion.

(Für die Veröffentlichungen in dieser Rubrik übernimmt die Redaktion keinerlei Verantwortung.)

Der radiotelegraphische Gleichstrom-Tonsender[1]).

Der C. Lorenz Aktiengesellschaft erscheint es unverständlich, wie ich für Herrn von Lepel und mich die technische und literarische Priorität am Gleichstrom-Tonsender in Anspruch nehmen kann.

Die technische Priorität einer Erfindung hat doch wohl derjenige, der sie zuerst ausgeführt hat, und die literarische derjenige, der sie zuerst veröffentlicht hat.

Im Laboratorium haben wir den Gleichstrom-Tonsender im Dezember 1908 erprobt und bereits im Frühjahre 1909 besaß die Station in Slough bei London einen Tonsender mit Klaviatur, der die Nationalhymne usw. nach Scheveningen und dem Eiffelturm übertrug. Hingegen dürfte es der C. Lorenz Aktiengesellschaft schwer fallen zu beweisen, daß sie vor Juni 1909 an die neue Schaltung auch nur gedacht hat. Andere Anordnungen zum selben Zwecke sind längst bekannt und wurden selbstverständlich von der C. Lorenz Aktiengesellschaft versucht, z. B. Speisung eines Lichtbogens durch einen zweiten mit Duddell-Kreis, oder Anblasen desselben mit einer Pfeife. Von allen diesen Verfahren zu dem unserigen führt aber kein stetiger Übergang.

Was die literarische Priorität anbetrifft, so ist unsere Patentanmeldung um mehr als ein halbes Jahr älter als die Lorenzsche, und die erste Lorenzsche Veröffentlichung erfolgte um mehr als ein Jahr später als meine Mitteilungen auf dem Kölner Kongresse, welche folgenden Wortlaut hatten: „Es wird einfach dem Erzeuger ein Schwingungskreis, dessen Periodenzahl die Höhe eines Tones hat, parallel geschaltet; dann wird, wie bei der alten Duddellschen Lampe zunächst ein tönender Wechselstrom erzeugt und dieser wirkt sozusagen erst als Betriebsstrom für die Erzeugung der schnellen Schwingungen. Beide Vorgänge vereinigen sich im Generator."

Dies ist gewiß mehr als „ein allgemein gehaltener orientierender Hinweis" und deutlicher als der recht unklare Lorenzsche Patentanspruch.

Meine Äußerung, daß aus diesen Mitteilungen auch ein Fachmann nicht vermuten konnte, daß die Sache wirklich so einfach wäre, bezog sich nur darauf, daß selbst ein Fachmann zunächst glauben konnte, es wäre eine induktive Koppelung oder dergleichen zwischen Tonkreis und Hochfrequenz-

1) Fortsetzung der Diskussion vgl. das vorhergehende Heft 3 S. 334/335.

kreis nötig. Eine solche sieht nämlich merkwürdigerweise die Lorenzsche Patentzeichnung vor, obwohl der erste Versuch zeigt, daß man ihrer ganz entraten kann; sie ist auch in den späteren Lorenzschen Veröffentlichungen spurlos verschwunden.

Die technische und literarische Priorität gehört also uns. Die patentrechtliche ist uns durch ein Versehen teilweise verloren gegangen, aber auch nur in Deutschland, während wir sie im Auslande ungeschmälert besitzen.

Hiermit dürfte ich meinen „haltlosen" Behauptungen genügenden Rückhalt gegeben haben.

Berlin, 16. Januar 1911.

Dr. W. Burstyn.

Wir haben nach Kenntnisnahme der Patentakten nicht bestritten, daß Herr v. Lepel die Tonkreisschaltung vor uns zum Patent angemeldet hat. Bevor jedoch diese Anmeldungen bekannt geworden sind und unabhängig von diesen, ist von uns unser Tonsendersystem ausgebildet worden.

Diese Ausbildung erfolgte bei uns in Fortsetzung der Arbeiten auf dem Poulsenschen Lichtbogengebiete. Die hierzu von uns verwendete Metallentladestrecke erzeugt zusammen mit den ihr parallel geschalteten Schwingungskreisen Lichtbogenschwingungen konstanter Amplitude. Im Gegensatz hierzu dürfte es sich bei dem Lepelschen Tonfunkensender um eine Funkenerscheinung handeln, wobei, ähnlich wie beim Wienschen Stoßsender, gedämpfte Schwingungen, d. h. solche mit zeitlich abnehmenden Amplituden hervorgerufen werden. Diese Anschauung wird durch Herrn Burstyn selbst unterstützt, welcher auf einen Einspruch der C. Lorenz Aktiengesellschaft gegen eine der Lepel-Burstynschen Patentanmeldungen, wie folgt schreibt:

„Ganz inkonsequent ist es, wenn zum Schlusse der Einsprecher die bei der Anmeldung benutzte elektrische Entladungserscheinung wieder als Lichtbogen bezeichnet."

Auch ein Beschluß des Kaiserlichen Patentamtes stützt unsere obige Anschauung, indem es hierin heißt:

„Da nun in dem Buche von Monasch ‚Der elektrische Lichtbogen' ausdrücklich erwähnt ist, daß bei Elektroden aus kohlenstoffhaltigem Eisen keine kritische Zone auftritt, so scheint die Behauptung des Anmelders, daß es sich beim Anmeldungsgegenstand nicht um einen Lichtbogen handelt, und daß die auftretenden Entladungen überhaupt nicht als Lichtbogen anzusprechen sind, sondern vielmehr den Charakter von Funkenentladungen haben, glaubhaft."

Berlin, 9. Februar 1911.

C. Lorenz Aktiengesellschaft.

Wir schließen hiermit diese Diskussion. Die Redaktion.

Bei der Redaktion eingegangene Bücher und Schriften.

(Die Redaktion behält sich die Besprechung einzelner Werke vor.)

A. Slaby, Entdeckungsfahrten in dem elektrischen Ozean. Gemeinverständliche Vorträge. Verlag von Leonhard Simion Nachf. Berlin SW. 1911.

Jahrbuch der Naturwissenschaften 1909—1910, 25. Jahrgang. Unter Mitwirkung von Fachmännern herausgegeben von Dr. Joseph Plaßmann. Herdersche Verlagshandlung in Freiburg i. Br.
In Orig.-Leinwandband M. 7.50

A E G-Zeitung, Februar, Heft 1911. Inhaltsverzeichnis: Die A E G und die Entwickelung der elektrischen Bahnen II. (illustr.); Kupfer und Elektrizitätsindustrie I. (illustr.); Eine elektrische Wasserwerks- und Kanalisationsanlage II. (illustr.); Eine englische Stimme über die A E G; Verschiedenes.

Literaturverzeichnis.

Allamet, M., L'Électricien **30** (Tome 40), 419, 1910. Phasemètre Hartmann et Braun (nouveau modèle).

Arndt, M., Elektrot. Ztschr. **31**, 1271, 1910. Die Dämpfung von Isoliermaterialien in hochfrequenten Wechselfeldern.

Arndt, Siegfried, Einige Methoden zur Bestimmung von Dielektrizitätskonstanten und ein neues Verfahren zur Erzeugung schwach gedämpfter Schwingungen. Dissertation. Braunschweig 1911.

Barreca, P., Ass. Elettrot. It. (Estratto dagli Atti) Novbr.-Decbr. 1910. Secondo contributo circa le facoltà radiotive delle antenne.

Bonazzi, Ottavio, Atti d. R. Acc. d. Linc. Nr. 12, 633, 1910. L'induttanza per correnti alternate di un circuito comprendente ferro.

Brenot, P., La Lum. él. **32** (Tome XII), 427, 1910, Nouveaux instruments de mesure (pour la télégraphie sans fil) (vgl. Ztschr. für Instrumentenk. **30**, 373, 1910).

— La Lum. él. **32** (Tome XII), 368, 387, 1910. Chronique de télégraphie sans fil. Détermination de l'heure. Détermination des différences de longitude.

Collins, L'Électricien **30** (Tome 40), 411, 1910. Système radiotéléphonique Collins.

Drysdale, C. V., Electrician **66**, 341, 1910. A new form of non-inductive low-resistance standard, or shunt.

Dubilier, William, Electrical World **56** (Nr. 24), 1418, 1910. The singing-spark system of wireless telegraphy (Telefunken).

— New commercial wireless telephone s. C. O. White.

Eccles, W. H., Electrician **66**, 340, 1910. Practical wireless slide rule by H. R. Belcher-Hickman.

L'Électricien **30** (Tome 40), 395, 1910. La télégraphie sans fil française au Brésil.

Einstein, A. u. **Hopf, L.,** Ann. Phys. **33**, 1105, 1910. Statistische Untersuchung der Bewegung eines Resonators in einem Strahlungsfeld.

Emde, Fritz, E. u. M. **28**, 1109, 1910. Resonanz ohne Dämpfung.

Esau, A., Ann. Phys. **34**, 57, 1911. Widerstand und Selbstinduktion von Spulen für Wechselstrom. I. Spulen mit einer Wickelungslage.

Ferrié, Helios **17**, 68, 1911. Drahtlose Telegraphie am Bord von Lenkballons.

Forest, Lee de, Electric. Eng. 16. XII. 1910. Wireless communication as applied to railroad lines (vgl. Ztschr. f. Schwachstr. **4**, 657, 1910).

Galletti, R. C., Electrician **66**, 570, 1911. Syntony of a quenched spark (vgl. ebenda S. 673 W. H. Eccles u. A. J. Makower).

Gáti, Béla, Electrician **66**, 456, 1910. Researches on microphones and long distance telephony.

Gernsback, H., The wireless telephone. New-York 1910.

Giebe, E., Ztschr. f. Instrumentenk. **31**, 6, 1911. Präzisionsmessungen an Selbstinduktionsnormalen.

Glatzel, Br., C. R. Tome **151**, 1048, 1910. Nouvelles expériences sur l'excitation par chocs dans la télégraphie sans fil.

— Phys. Ztschr. **12**, 30, 1911. Demonstrationsversuch über die Energieaufnahme in Wechselstromkreisen.

Goldschmidt, Rud., Elektrot. Ztschr. **32**, 54, 1911. Maschinelle Erzeugung von elektrischen Wellen für die drahtlose Telegraphie.

Hammer, Max, Verb. D. Phys. Ges **13**, 27, 1911. Untersuchungen über Hertzsche stehende Schwingungen in Luft.

Hartmann-Kempf, R., Phys. Ztschr. **11**, 1183, 1910. Direkt zeigender Frequenzmesser für Frequenzen bis ca. 1500 Perioden per Sekunde.

Hogan jr., John L., Electr. World **57** (2), 113, 1911. A simple wireless telephone.

Hopf, L., s. Einstein, A.

Howe, G. W. O., Electrician **66**, 330, 1910. Wireless time signals (vgl. ebenda S. 343 W. Duddell, Erich F. Huth).

— Electrician **66**, 632, 1911. The Brown telephone relay in wireless telegraphy.

Jegon, Paul, C. R. Tome **151**, 1042, 1910. Réception du signal horaire hertzien de la tour Eiffel (vgl. La Lum. él. **32**, (Tome XII), 371, 1910).

Jentsch, Otto, Elektrot. Ztschr. **32**, 25, 1911. Der deutsche Anteil an der Entwickelung der drahtlosen Telegraphie.

Ishiwara, J., Proc. Tokyo Math. Phys. Soc. (2) **5**, 310, 1910. Zur Theorie der elektromagnetischen Vorgänge in bewegten Körpern.

Kalähne, A., Phys. Ztschr. **11**, 1196, 1910. Die Normalkoordinaten in der mathematischen Behandlung der gekoppelten Schwingungen.

Klingelfuss, Fr., S. A. Verh. Naturf. Ges. Basel **21**, 51, 1910. Über das Funkenpotential und die elektromotorische Kraft der gedämpften Welle eines Induktoriums bei den Entladungen durch Gaswiderstände.

Lindmann, K. F., Öfvers. Finsk. Vet.-Soc. Förh. (A) **52**, Nr. 10, 1909—1910. Über das selektive Absorptions- und Reflexionsvermögen elektrischer Resonatorensysteme.

Lorentz, H. A., Phys. Ztschr. **11**, 1234, 1910. Über die Entwickelung unserer Vorstellung vom Äther.

Lumière, La Él. 32, 341, 1910. La télégraphie sans fil à bord des aéroplanes.

Marchand, H., L'Électricien **30** (Tome 40), 369, 1910. Bolomètre R. W. Paul.

Mosler, Electrician **66**, 543, 1911. Discharge frequency of the Wien short spark generator and its dependence upon current, capacity and inductance.

Nicholson, J. W., Phil. Mag. **21** (Nr. 121), 62, 1911. On the bending of electric waves round a large sphere.

Orlich, E., Verh. D. Phys. Ges. **12**, 949, 1910. Über eine Kompensation der Kapazität in größeren Widerständen.

Pierce, G. W., Ann. Phys. Beibl. **35**, 105, 1911 (Ref. über Contr. Jefferson Phys. Lab. **7**, 325, 1910). Untersuchungen über die elektrischen Schwingungen eines geradlinigen Hertzschen Oszillators.

Poincaré, H., La Lum. él. **33** (Tome 13), 7, 35, 67, 99, 1911. Sur diverses questions relatives à la télégraphie sans fil.

Roschansky, D., Phys. Ztschr. **11**, 1177, 1910. Über den Einfluß des Funkens auf die Frequenz elektrischer Schwingungen.

Schäfer, Béla B., Elektrot. Ztschr. **32**, 2, 1911. Ein neuer Quecksilberdampf-Gleichrichter für große Leistungen.

Senouque, A., C. R. **152**, 186, 1911. Sur des expériences de télégraphie sans fil en aéroplane.

Stone, J. S., La Lum. él. **32** (Tome XII), 435, 1910. Périodicités et coefficients d'amortissement de deux circuits oscillants accouplés.

Telefunken-Marconi, Elektrot. Ztschr. **32**, 87, 1911. Das neue Übereinkommen Telefunken-Marconi (Deutsche Betriebs-Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H.) (vgl. Electrician **66**, 591, 1911).

Thomblad, G., Elektrot. Ztschr. **32**, 118, 1911 (Ref. über The El. Eng. **52**, 14, 1911). Neuer Wellenmesser.

Tissot, C., „La Technique Moderne" T. III Nr. 1, Janvier 1911. Les progrès récents de la télégraphie sans fil. Applications de la télégraphie sans fil à la navigation.

Wagner, Karl Willy, Elektrot. Ztschr. **32**, 80, 110, 1911. Über die Verbesserung des Telephons.

White, C. O., Electrician **66**, 462, 1910. Dubilier's new commercial wireless telephone (vgl. ebenda S. 674 Lee de Forest).

Whittaker, E. T., A history of the theories of aether and electricity from the age of Descartes to the close of the 19th century. Longmans. London 1910.

Wolff, Hans Th., Ann. Phys. **33**, 1227, 1910. Beiträge zur Kenntnis der Reflexion und Fortpflanzung elektromagnetischer Strahlungsenergie.

Woodman, L. E. u. Webl, H. W., Ann. Phys. Beibl. **35**, 106, 1911 (Ref. über Phys. Rev. **30**, 561, 1910). Eine Untersuchung über mehrfache Reflexion kurzer elektrischer Wellen zwischen zwei oder mehr reflektierenden Oberflächen.

(Eingesandt 14. Februar 1911.)

Bücherbesprechungen.

P. Barreca, Elementi di Telegrafia e Telefonia Senza Fili. Manuali Giusti, Vol. XXI. 32°, XIV + 265 + XXXV S. Mit 177 Figuren und 3 Tafeln in Mehrfarbendruck. Livorno, Raffaelo Giusti, 1911.

Preis in Lwdbd. Lire 2,75

Der Verfasser dieses Buches sucht seinen Leserkreis hauptsächlich unter denen, die mit dem praktischen Betriebe der drahtlosen Telegraphie und Telephonie zu tun haben. Ihnen will er ein Taschenbuch bieten. Er hat es sich demgemäß angelegen sein lassen, überall die praktische Seite gegenüber der Theorie in den Vordergrund zu rücken, ohne jedoch die Theorie deshalb über Gebühr zu vernachlässigen. Besonderen Wert hat der Verfasser darauf gelegt, möglichst die Verwendung von Gleichnissen aus der Mechanik zu vermeiden. Dazu sah er sich durch die Überlegung bewogen, daß mechanische Modelle wohl als Richtschnur bei Originaluntersuchungen in Ermangelung einer besseren Führung gewissen Nutzen bieten können, daß sie aber in Lehrbüchern das Mißtrauen des Lesers erwecken sollten. Zwei Dinge könnten zwar viele Züge gemeinsam haben, müßten sich aber in vielen anderen wieder voneinander unterscheiden, und so sei stets die schwere Gefahr vorhanden, daß Analogieschlüsse, wenn sie gar zu weit durchgeführt würden, in eine Sackgasse führen könnten. — Die Darstellung des reichen Stoffes ist bei aller Kürze und Knappheit klar und übersichtlich, und es dürfte wohl nicht zu bezweifeln sein, daß das Büchlein in Italien einen großen Leserkreis finden und in diesem auch großen Nutzen stiften wird. Für deutsche Leser dürfte aber wohl kaum das Bedürfnis vorliegen, die Unzuträglichkeiten in den Kauf zu nehmen, die das Durcharbeiten eines fremdsprachlichen Werkes in der Regel mit sich bringt.

Iklé.

Jahrbuch
der
drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 4. 1911. Heft 5.

Resonanz in gekoppelten Schwingungskreisen.[1])

Von **P. O. Pedersen.**

Das Studium der freien und induzierten Schwingungen in einem System von gekoppelten Schwingungskreisen ist in letzter Zeit Gegenstand vieler Untersuchungen gewesen. Eine vollständige Klarlegung dieser Verhältnisse ist nicht allein von größter Bedeutung für die Radiotelegraphie, sondern hat auch für den Physiker beträchtliches Interesse. Die Lösung dieser Frage stößt jedoch auf recht große Rechnungsschwierigkeiten, sei es daß es sich um die freien Schwingungen handelt oder um die von einer Reihe oszillatorischer Entladungen hervorgerufenen, induzierten Schwingungen. Man hat sich daher in der Regel mit approximativen Lösungen begnügt, selbst wenn das System nur aus zwei miteinander gekoppelten Schwingungskreisen bestand.

Dagegen kann man ohne größere Schwierigkeit die induzierten Schwingungen bestimmen, die durch eine rein periodisch variierende Einwirkung hervorgerufen werden. Auch die Lösung dieser Frage hat nach dem Erscheinen des Poulsengenerators für kontinuierliche hochfrequente Ströme für die Radiotelegraphie und Radiotelephonie große Bedeutung bekommen, und bildet sie ebenfalls die nötige Basis für Messungen mit hochfrequenten Strömen.

Im folgenden sind nur harmonisch variierende Einwirkungen behandelt, indem jede periodische Einwirkung sich durch eine Fouriersche Reihenentwickelung in eine Summe solcher auflösen läßt.

---

1) Nach einer dem „Congrès int. de Radiologie et d'Eléctricité" Bryssel 1910 gemachten Mitteilung.

Die Amplitude und Phasen der Schwingungen.

1. Ein System von n elektrischen Schwingungskreisen mit den Konstanten

$$R_g \text{ Ohm}, \; L_g \text{ Henry}, \; C_g \text{ Farad } (g = 1, 2, 3, \ldots n)$$

ist miteinander durch die gegenseitigen Induktionskoeffizienten L_{fg} und die gegenseitigen Potentialkoeffizienten $1/C_{fg}$ gekoppelt, wobei f und g alle Werte von 1 bis n haben können, indem jedoch die Kombination $f = g$ ausgeschlossen ist, während $L_{fg} = L_{gf}$ und $C_{fg} = C_{gf}$ ist.

Nur ein einzelner Kreis, der Primärkreis, dem der Index 1 gegeben ist, wird von einer E.M.K.

$$E = E_0 \cos \omega t \tag{1}$$

beeinflußt.

Die induzierten Schwingungen des Systems werden dann durch folgende Gleichungen bestimmt:

$$\left.\begin{aligned} L_1 \cdot \frac{d^2 Q_1}{d t^2} + R_1 \frac{d Q_1}{d t} + \frac{Q_1}{C_1} + \sum_g \left(L_{1g} \cdot \frac{d^2 Q_g}{d t^2} + \frac{Q_g}{C_{1g}}\right) = \\ = E_0 \cos \omega t \ldots (g = 2, 3 \ldots n) \end{aligned}\right\} \tag{2_1}$$

$$\left.\begin{aligned} L_2 \cdot \frac{d^2 Q_2}{d t^2} + R_2 \frac{d Q_2}{d t} + \frac{Q_2}{C_1} + \sum_g \left(L_{2g} \cdot \frac{d^2 Q_g}{d t^2} + \frac{Q_g}{C_{2g}}\right) = \\ = 0 \ldots (g = 1, 3, 4 \ldots n) \end{aligned}\right\} \tag{2_2}$$

. . . .

$$\left.\begin{aligned} L_n \cdot \frac{d^2 Q_n}{d t^2} + R_n \frac{d Q_n}{d t} + \frac{Q_n}{C_n} + \sum_g \left(L_{ng} \cdot \frac{d^2 Q_g}{d t^2} + \frac{Q_g}{C_{ng}}\right) = \\ = 0 \ldots (g = 1, 2 \ldots (n - 1)) \end{aligned}\right\} \tag{2_n}$$

Hierbei ist Q_g die Ladung des Kondensators C_g.

Vorläufig werden folgende Bezeichnungen benutzt, in denen j statt $\sqrt{-1}$ steht.

$$\left.\begin{aligned} Q_1 = -j \cdot q_1 \cdot e^{j(\omega t + \varphi_1)}; \\ Q_2 = -j \cdot q_2 \cdot e^{j(\omega t + \varphi_2)} \ldots\ldots Q_n = -j \cdot q_n \cdot e^{j(\omega t + \varphi_n)} \end{aligned}\right\} \tag{3}$$

und gleichzeitig wird die E.M.K. gleich $E = E_0 \cdot e^{j \omega t}$ gesetzt.

Zur Charakterisierung des Systems werden im folgenden die Verstimmungskoeffizienten x_g angewandt, die definiert werden durch

$$x_g = \frac{1}{\omega R_g}\left(\frac{1}{C_g} - \omega^2 L_g\right) \dots (g = 1, 2 \dots n) \qquad (4_1)$$

und die Koppelungskoeffizienten y_{fg} definiert durch

$$y_{fg} = -\frac{1}{\omega\sqrt{R_f R_g}}\left(\frac{1}{C_{fg}} - \omega^2 L_{fg}\right) \dots (f, g = 1, 2 \dots n; f \neq g) \qquad (4_2)$$

Die Gleichungen (2_1)—(2_n) nehmen dann folgende Form an:

$$\left.\begin{aligned} q_1 \sqrt{R_1}(1 - j x_1) \cdot e^{j\varphi_1} + j \sum_g y_{1g} \cdot q_g \sqrt{R_g} \cdot e^{j\varphi_g} = \\ = \frac{E_0}{\omega\sqrt{R_1}} \dots (g = 2, 3 \dots n) \end{aligned}\right\} \quad (2_1')$$

$$\left.\begin{aligned} q_2 \sqrt{R_2}(1 - j x_2) e^{j\varphi_2} + j \sum_g y_{2g} \cdot q_g \sqrt{R_g} \cdot e^{j\varphi_g} = \\ = 0 \dots (g = 1, 3, 4 \dots n) \end{aligned}\right\} \quad (2_2')$$

. . . .

$$\left.\begin{aligned} q_n \sqrt{R_n}(1 - j x_n) e^{j\varphi_n} + j \sum_g y_{ng} \cdot q_g \sqrt{R_g} \cdot e^{j\varphi_g} = \\ = 0 \dots (g = 1, 2 \dots (n-1)) \end{aligned}\right\} \quad (2_n')$$

Wird $p_g = q_g \sqrt{R_g} \cdot e^{j\varphi_g}$ gesetzt, so ist die Leistung P_g im g-Kreise gegeben durch $P_g = \frac{1}{2}\omega^2 p_g^2$. Die obenstehenden Gleichungen können dann geschrieben werden:

$$(1 - j x_1) \cdot p_1 + j \sum_g y_{1g} \cdot p_g = \frac{E_0}{\omega\sqrt{R_1}} \dots (g = 2, 3 \dots n) \qquad (2_1'')$$

$$(1 - j x_2) \cdot p_2 + j \sum_g y_{2g} \cdot p_g = 0 \dots (g = 1, 3 \dots n) \qquad (2_2'')$$

. . . .

$$(1 - j x_n) \cdot p_n + j \sum_g y_{ng} \cdot p_g = 0 \dots (g = 1, 2, 3 \dots (n-1)) \qquad (2_n'')$$

Diese Gleichungen zeigen, daß die Werte von p_g und daher die Energieverteilung zwischen den Kreisen nur von den hier eingeführten Verstimmungs- und Koppelungskoeffizienten abhängig ist.

Aus den Gleichungen $(2_2'')$—$(2_n'')$ folgt, daß

$$p_g = (a_g - j b_g) \cdot p_1 \qquad (5)$$

wobei die reellen Koeffizienten a_g und b_g nur Funktionen von $x_2, x_3 \dots x_n$ und allen y_{fg} sind, während a_g und b_g unabhängig von x_1 sind.

Aus Gleichung (5) folgt:

$$q_g^2 R_g = (a_g^2 + b_g^2) \cdot q_1^2 R_1 . \qquad (6)$$

und

$$\operatorname{tg} \varphi_g = \frac{a_g \sin \varphi_1 - b_g \cos \varphi_1}{a_g \cos \varphi_1 + b_g \sin \varphi_1}$$

oder

$$\varphi_g = \varphi_1 - \operatorname{arctg} \frac{b_g}{a_g} \qquad (7)$$

Das Verhältnis $\frac{q_g}{q_1}$ ist also unabhängig von x_1 oder, mit anderen Worten, unabhängig von der Einstellung des Primärkreises.

Dasselbe gilt gemäß Gleichung (7) für den Phasenunterschied $\varphi_g - \varphi_1$.

2. Aus der Gleichung ($2_1''$) erhält man bei Benutzung von Gleichung (5):

$$[1 + b_1 - j(x_1 - a_1)] \cdot p_1 = \frac{E_0}{\omega \sqrt{R_1}} \qquad (8)$$

wobei

$$a_1 = \sum_{g=2}^{n} y_{1g} \cdot a_g$$

und

$$b_1 = \sum_{g=2}^{n} y_{1g} \cdot b_g$$

die folglich beide von x_1 unabhängig sind.

Die Gleichung (8) kann auch geschrieben werden:

$$q_1\{(1+b_1)\cos\varphi_1 + (x_1 - a_1)\sin\varphi_1 + j[(1+b_1)\sin\varphi_1 - (x_1 - a_1)\cos\varphi_1]\} = \frac{E_0}{\omega R_1} \qquad (8')$$

Hieraus folgt:

$$(1 + b_1) \sin \varphi_1 - (x_1 - a_1) \cos \varphi_1 = 0$$

oder

$$\operatorname{tg} \varphi_1 = \frac{x_1 - a_1}{1 + b_1} \qquad (9)$$

Die Gleichung (8′) kann daher folgendermaßen ausgedrückt werden:

$$q_1 = \frac{E_0}{\omega R_1} \cdot \frac{\cos \varphi_1}{1 + b_1} = \frac{E_0}{\omega R_1} \cdot \frac{1}{\sqrt{(x_1 - a_1)^2 + (1 + b_1)^2}} \qquad (10)$$

Ferner ist gemäß Gleichung (6):

$$q_g = \frac{E_0}{\omega\sqrt{R_1 R_g}} \cdot \frac{\cos\varphi_1}{1+b_1} \cdot \sqrt{a_g^2 + b_g^2} \tag{11}$$

Die Stromstärken werden also gemäß Gleichung (3) bestimmt durch:

$$J_1 = i_1 \cos(\omega t + \varphi_1) = \frac{E_0}{R_1} \cdot \frac{\cos\varphi_1}{1+b_1} \cdot \cos(\omega t + \varphi_1) \tag{10'}$$

und

$$J_g = i_g \cdot \cos(\omega t + \varphi_g) = \frac{E_0}{\sqrt{R_1 R_g}} \cdot \frac{\cos\varphi_1}{1+b_1} \cdot \sqrt{a_g^2 + b_g^2} \cdot \cos(\omega t + \varphi_g) \tag{11'}$$

Mit Hilfe der Gleichungen (6), (7), (9), (10) und (11) sind die Schwingungen des Systems vollständig bestimmt.

Die Koeffizienten a_g und b_g werden einfach durch Auflösung der $n-1$ Gleichungen $(2_2'')$—$(2_n'')$ bestimmt.

3. Beispiel 1. Primärkreis mit $n-1$ voneinander unabhängigen Sekundärkreisen $\left(L_{1g} \neq 0,\ \frac{1}{C_{1g}} \neq 0;\ L_{fg} = 0 \text{ und } \frac{1}{C_{fg}} = 0\right.$ für $\left.f > 1\right)$.

Aus der Gleichung $(2_g'')$ erhält man in diesem Falle:

$$p_g = -j\frac{y_{1g}}{1 - j x_g} p_1 = \frac{x_g - j}{1 + x_g^2} y_{1g} p_1$$

Also ist:

$$a_g = \frac{x_g}{1 + x_g^2} \cdot y_{1g} \quad \text{und} \quad b_g = \frac{1}{1 + x_g^2} \cdot y_{1g}$$

Hieraus folgt:

$$a_1 = \sum_{g=2}^{n} \frac{x_g}{1 + x_g^2} \cdot y_{1g}^2$$

und

$$b_1 = \sum_{g=2}^{n} \frac{1}{1 + x_g^2} \cdot y_{1g}^2$$

Die Gleichungen (10') und (11') werden in diesem Falle:

$$J_1 = \frac{E_0}{R_1} \cdot \frac{\cos\varphi_1}{1 + \sum_{g=2}^{n} \frac{y_{1g}^2}{1 + x_g^2}} \cdot \cos(\omega t + \varphi_1) \tag{10$_1$'}$$

und

$$J_g = \frac{E_0}{\sqrt{R_1 R_g}} \cdot \frac{\cos \varphi_1}{1 + \sum_{g=2}^{n} \frac{y_{1g}^2}{1 + x_g^2}} \cdot \frac{y_{1g}}{\sqrt{1 + x_g^2}} \cdot \cos(\omega t + \varphi_g) \qquad (11_1')$$

wobei

$$\operatorname{tg} \varphi_1 = \frac{x_1 - a_1}{1 + b_1}$$

und

$$\varphi_g = \varphi_1 - \operatorname{arctg} \frac{1}{x_g}$$

4. Beispiel 2. Primärkreis mit $n - 1$ in Serie gekoppelten Sekundärkreisen ($L_{g(g+1)} \neq 0$, $\frac{1}{C_{g(g+1)}} \neq 0$, alle anderen L_{fg} und $\frac{1}{C_{fg}}$ gleich Null).

Bei sukzessiver Auflösung der Gleichungen $(2_n'') \longrightarrow (2_1'')$ findet man mühelos folgende Resultate:

$$J_1 = \frac{E_0}{R_1} \cdot \frac{\cos \varphi_1}{w_1} \cdot \cos(\omega t + \varphi_1); \qquad \operatorname{tg} \varphi_1 = \frac{z_1}{w_1}$$

$$J_2 = \frac{E_0}{\sqrt{R_1 R_2}} \cdot \frac{\cos \varphi_1}{w_1} \cdot \frac{y_{12}}{\sqrt{z_2^2 + w_2^2}} \cdot \cos(\omega t + \varphi_2); \quad \varphi_2 = \varphi_1 + \operatorname{arctg} \frac{z_2}{w_2} - \frac{\pi}{2}$$

. . . .

$$J_g = \frac{E_0}{\sqrt{R_1 R_g}} \cdot \frac{\cos \varphi_1}{w_1} \cdot \frac{y_{12}}{\sqrt{z_2^2 + w_2^2}} \cdot \frac{y_{23}}{\sqrt{z_3^2 + w_3^2}} \cdots \frac{y_{(g-1).g}}{\sqrt{z_g^2 + w_g^2}} \cdot$$

$$\cdot \cos(\omega t + \varphi_g); \qquad \varphi_g = \varphi_{g-1} + \operatorname{arctg} \frac{z_g}{w_g} - \frac{\pi}{2}$$

Die Größen z_g und w_g werden auf folgende Weise gebildet:

$$z_n = x_n, \quad w_n = 1; \quad z_{n-1} = x_{n-1} - \frac{x_n y_{(n-1)n}^2}{1 + x_n^2}, \quad w_1 = 1 + \frac{y_{(n-1)n}^2}{1 + x_n^2};$$

. . . .

$$z_g = x_g - \frac{z_{(g+1)} \cdot y_{g(g+1)}^2}{z_{g+1}^2 + w_{g+1}^2}, \qquad w_g = 1 + \frac{w_{(g+1)} y_{g(g+1)}^2}{z_{g+1}^2 + w_{g+1}^2};$$

. . . .

$$z_1 = x_1 - \frac{z_2 y_{12}^2}{z_2^2 + w_2^2}, \qquad w_1 = 1 + \frac{w_2 y_{12}^2}{z_2^2 + w_2^2}$$

5. Im folgenden ist die im g-Kreise verbrauchte Leistung mit $P_g (= \frac{1}{2}\omega^2 q_g^2 R_g = \frac{1}{2} i_g^2 R_g)$, und die dem ganzen System zugeführte Leistung mit P bezeichnet. Endlich ist die primäre Leistung P_1 und die sekundäre Leistung $P_s (= P_2 + P_3 + \ldots P_n)$ genannt.

Aus der Gleichung (6) folgt, daß das Verhältnis P_f/P_g unabhängig von x_1 ist.

Der Wirkungsgrad η_1 des Primärkreises wird definiert durch

$$\eta_1 = \frac{P_1}{P} = \frac{P_1}{P_1 + P_s} \tag{12}$$

η_1 ist unabhängig von x_1.

Wird ein anderer Kreis mit dem Index g als Primärkreis statt des gewöhnlichen mit dem Index 1 genommen, so wird dementsprechend

$$\eta_g = \frac{P_g}{P} \tag{12'}$$

als Wirkungsgrad des g-Kreises bezeichnet. η_g ist unabhängig von x_g.

6. Die Gleichung (8) kann folgendermaßen ausgedrückt werden:

$$\left. \begin{aligned} i_1 R_1 \{ + x_1 \sin(\omega t + \varphi_1) + \cos(\omega t + \varphi_1) - a_1 \sin(\omega t + \varphi_1) + \\ + b_1 \cos(\omega t + \varphi_1)\} = E_0 \cos \omega t \end{aligned} \right\} \tag{8$_1$}$$

Multipliziert man die Gleichung auf beiden Seiten mit

$$J_1 = i_1 \cdot \cos(\omega t + \varphi_1)$$

und integriert danach über eine ganze Anzahl Perioden, dann erhält man:

$$\tfrac{1}{2} i_1^2 R_1 + \tfrac{1}{2} b_1 \cdot i_1^2 R_1 = \tfrac{1}{2} i_1 \cdot E_0 \cdot \cos \varphi_1 \tag{13}$$

Hierbei ist

$$\tfrac{1}{2} i_1^2 R_1 = P_1, \quad \tfrac{1}{2} b_1 \cdot i_1^2 R_1 = P_s \quad \text{und} \quad \tfrac{1}{2} i_1 E_0 \cdot \cos \varphi_1 = P.$$

Aus Gleichung (13) folgt also:

$$P_s = \tfrac{1}{2} i_1 E_0 \cos \varphi_1 - \tfrac{1}{2} i_1^2 R_1 \tag{13$_1$}$$

Für

$$i_1 = \frac{1}{2} \cdot \frac{E_0}{R_1} \cdot \cos \varphi_1$$

oder, gemäß Gleichung (10'), für $b_1 = 1$, nimmt P_s den größten Wert an, nämlich:

$$P_s = \frac{E_0^2}{8 R_1} \cdot \cos^2 \varphi_1 \tag{13$_1$'}$$

Dies ist der höchste Wert, den P_s annehmen kann, wenn φ_1 gegeben ist.

Für $\varphi_1 = 0$ oder, gemäß Gleichung (9), für $x_1 = a_1$ nimmt P_s den absolut höchsten Wert an. Dieser ist:

$$P_{s\,\max} = \frac{E_0^2}{8 R_1} \tag{13₁''}$$

Die maximale Sekundärleistung hängt also nur von der Intensität der Einwirkung und dem effektiven Widerstand des Primärkreises ab.

In beiden Fällen der Gleichung ($13_1'$) und ($13_1''$) ist $P_1 = P_s$ und folglich $\eta_1 = \frac{1}{2}$.

Aus der Gleichung (13) folgt, daß $P_s = b_1 P_1$ ist; die Gleichung (12) kann also ausgedrückt werden:

$$\eta_1 = \frac{1}{1 + b_1} \tag{12₁}$$

b_1 ist immer positiv.

Der Wirkungsgrad η_1 ist Maximum, nämlich gleich 1, für $b_1 = 0$; in diesem Falle ist der Primärkreis gar nicht mit den Sekundärkreisen gekoppelt. η_1 besitzt seinen kleinsten Wert, wenn b_1 so groß als möglich ist.

Resonanzkurven.

7. Der Primärkreis. Werden die Parameter a_1 und b_1 konstant gehalten, während man x_1 alle möglichen Werte durchlaufen läßt, und setzt man in einem rechtwinkeligen Koordinatsystem zusammengehörige Werte von $i_1/i_{1\max}$ und x_1 ab, dann erhält man die Resonanzkurve des Primärkreises für die Variation von x_1.

Aus der Gleichung (8_1) folgt:

$$i_1 R_1 \left((x_1 - a_1)\sin(\omega t + \varphi_1) + (1 + b_1)\cos(\omega t + \varphi_1)\right) = E_0 \cos \omega t$$

Diese Gleichung wird in folgende Form gebracht:

$$i_1 R_1^0 \left(x_1^0 \sin(\omega t + \varphi_1) + \cos(\omega t + \varphi_1)\right) = E_0 \cos \omega t$$

indem man den äquivalenten Widerstand R_1^0, bestimmt durch:

$$R_1^0 = (1 + b_1) R_1 = \frac{1}{\eta_1} \cdot R_1 \tag{14}$$

und den äquivalenten Verstimmungskoeffizienten x_1^0, definiert durch:

$$x_1^0 = \frac{(x_1 - a_1) R_1}{R_1^0} = \frac{x_1 - a_1}{1 + b_1} = \operatorname{tg} \varphi_1 \tag{15}$$

einführt.

Der Primärkreis verhält sich also Veränderungen von x_1 gegenüber, als ob er ein unabhängiger Kreis mit dem Widerstand R_1^0 und mit dem Verstimmungskoeffizienten x_1^0 wäre.

8. Die Ordinaten der Resonanzkurve z werden bestimmt durch:

$$z = \frac{1}{\sqrt{1 + x_1^{0\,2}}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{x_1 - a_1}{1 + b_1}\right)^2}} \tag{16}$$

z ist also Maximum für

$$x_1 = a_1 \tag{17}$$

Setzt man:

$$h_1 = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}}$$

so ist h_1 die Winkelgeschwindigkeit des dämpfungsfreien Primärkreises während dessen Eigenschwingung. Nennt man die der Gleichung (17) entsprechenden Werte von h_1, C_1 und L_1: h_{01}, C_{01} und L_{01} dann erhält man:

$$h_{01}^2 = \omega^2 + \omega a_1 \frac{R_1}{L_1} \tag{17$_1$}$$

Setzt man ferner:

$$h_1 = h_{01} + \omega s \tag{18}$$

dann gibt s ein Maß für die Abweichung des Primärkreises von der Resonanzstellung an. Für kleine Werte von s kann Gleichung (18) ausgedrückt werden:

$$h_1^2 = h_{01}^2 + 2 \omega h_{01} s \tag{18$_1$}$$

Wird dieses in Gleichung (16) eingesetzt, erhält man:

$$\left.\begin{aligned} z &= \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{s^2}{\left(\frac{R_1}{2}\sqrt{\frac{C_{01}}{L_{01}}}\right)^2 (1 + b_1)^2}}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{s^2}{\left(\frac{\delta_{01}}{2\pi}\right)^2 (1 + b_1)^2}}} = \\ &= \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{s^2}{\left(\frac{\delta_1}{2\pi}\right)^2}}} \end{aligned}\right\} \tag{16$_1$}$$

Hierbei ist $\delta_{01} = \pi R_1 \sqrt{\frac{C_{01}}{L_{01}}}$ das logarithmische Dekrement des Primärkreises vor der Koppelung in der durch Gleichung (17) bestimmten Resonanzstellung, während δ_1 dessen scheinbares, logarithmisches Dekrement nach der Koppelung ist, bestimmt auf Grund der Form der Resonanzkurve, indem deren Abszissen s auf die in Gleichung (18) angegebene Weise gemessen werden.

Aus Gleichung (16_1) folgt:

$$\delta_1 = (1 + b_1)\,\delta_{01} = \frac{1}{\eta_1} \cdot \delta_{01} \tag{19}$$

Das logarithmische Dekrement nach der Koppelung ist also gleich dem logarithmischen Dekrement vor der Koppelung dividiert durch den Wirkungsgrad des Kreises.

Die Gleichungen (18_1), (16_1) und (19) gelten für schwach gedämpfte Systeme und für die Nähe des Resonanzpunktes.

Der Sekundärkreis mit dem Index g.

9. Werden alle Parameter mit Ausnahme von x_g, welcher alle möglichen Werte durchläuft, konstant gehalten, dann erhält man auf dieselbe Weise wie oben die Resonanzkurve für den g-Kreis für die Variation von x_g.

Diese Resonanzkurve ist ganz dieselbe wie diejenige, welche man erhalten würde, wenn der g-Kreis Primärkreis wäre statt des Kreises mit dem Index 1. Der äquivalente Widerstand und Verstimmungskoeffizient wird also auf dieselbe Weise wie oben bestimmt.

Dies ist aus folgendem zu ersehen:

Wir gehen zuerst davon aus, daß der Kreis mit Index 1 der Primärkreis ist; $x_g = x_g'$ entspricht dann die Stromamplituden i_1' und i_g', während $x_g = x_g''$: i_1'' und i_g'' entspricht.

Nimmt man danach den g-Kreis als Primärkreis, so entspricht $x_g = x_g'$ die Stromamplituden i_1^{I} und i_g^{I}, während $x_g = x_g''$ i_1^{II} und i_g^{II} entspricht. Einem bekannten Satz[1]) gemäß hat man folgende Relationen:

$$i_g' = i_1^{I} \quad \text{und} \quad i_g'' = i_g^{II}$$

also auch

1) Rayleigh, Theory of Sound, 2 Ed., Vol. I, S. 155, 1894.

$$\frac{i_g'}{i_g''} = \frac{i_1^{\mathrm{I}}}{i_1^{\mathrm{II}}}$$

Gemäß Gleichung (6) hat man gleichzeitig:

$$\frac{i_1^{\mathrm{I}}}{i_1^{\mathrm{II}}} = \frac{i_g^{\mathrm{I}}}{i_g^{\mathrm{II}}},$$

also

$$\frac{i_g'}{i_g''} = \frac{i_g^{\mathrm{I}}}{i_g^{\mathrm{II}}}.$$

Die Resonanzkurve hat also in beiden Fällen ganz denselben Verlauf.

Resonanzkurven für einen anderen Kreis als den, in welchem die Variationen vorgenommen werden.

10. Aus Gleichung (6) folgt, daß alle Sekundärkreise genau dieselbe Resonanzkurve für die Variation von x_1 erhalten, wie der Primärkreis selbst. Wird die Variation dagegen im g-Kreise vorgenommen, indem x_g variiert wird, dann werden der g-Kreis und alle die Kreise, die ihre Energie ausschließlich durch diesen Kreis erhalten (die Folgekreise des g-Kreises), dieselbe Resonanzkurve erhalten wie der g-Kreis. Dieses wird aus ganz derselben Betrachtung ersichtlich, welche zur Gleichung (6) führte.

(Eingesandt 20. Januar 1911.)

Plattenförmige Leiter in zylinderischem Wechselfeld.

Von F. Rusch.

Herr Bethenod hat im Jahrb. 2, 397, 1909 eine kurze Berechnung des scheinbaren Widerstandes von plattenförmigen Leitern, die von Wechselstrom in einer bestimmten Richtung durchflossen werden, gebracht. Ich habe nun kürzlich ein ähnliches Problem behandelt, ohne Kenntnis von der Arbeit des Herrn Bethenod zu haben.

Da meine Theorie etwas ausführlicher und allgemeiner ist, halte ich es nicht für überflüssig, sie an dieser Stelle zu veröffentlichen.

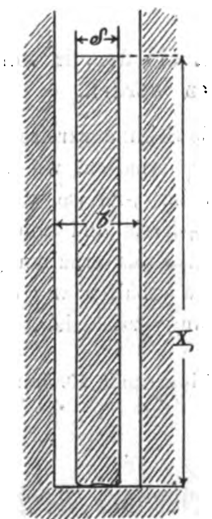
Ich habe das Problem wie folgt gestellt:

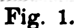
In einem Eisenspalt mit parallelen Wänden sollen mehrere stabförmige Leiter liegen, die alle von demselben Wechselstrom $i = I \sin \omega t$

durchflossen werden. Der Eisenkörper möge so weit unterteilt sein, daß Wirbelstrom- und Hysteresisverluste vernachlässigbar klein werden. (Diese Formulierung wurde aus Rücksicht auf technische Anwendung gewählt.)

Wir behandeln zuerst den einfachen Fall eines Stabes von rechteckigem Querschnitt: Dicke $= \delta$ cm, Höhe $= x_1$ cm, in einem Spalt von rechteckiger Öffnung: Breite b cm, Höhe $> x_1$ und Länge größer als die Stablänge l (siehe Fig. 1).

Die „Streukraftlinien" durchsetzen den Spalt senkrecht zu den Spaltwänden und unter sich parallel (aus Symmetriegründen). D. h.




Fig. 1.

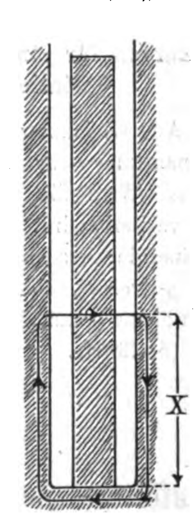


Fig. 2.

die Stromdichte i im Stab und die magnetische Kraftliniendichte H im Spalt kann nur in der Richtung x variieren.

Der Stab soll von unmagnetischem Material, also $\mu = 1$ sein. Das Linienintegral der magnetischen Kraft besteht aus zwei Teilen: einen Beitrag den die magnetische Kraft im Luftraum liefert $\int_0^b H\,d\,s$ und einen Beitrag, den die magnetische Kraft im Eisen liefert $\int_0^{2x+b} \frac{B}{\mu} \cdot d\,s$, also haben wir total

$$\int_0^b H\,d\,s + \int_0^{2x+b} \frac{B}{\mu}\,d\,s$$

(siehe Fig. 2).

Nun ist $\frac{B}{\mu}$ im Vergleich zu H verschwindend klein, da wir hohe Induktion B ausschließen wollen, daher wird der ganze Beitrag des Linienintegrals

$$\int_0^b H \cdot d\,s = H \cdot b$$

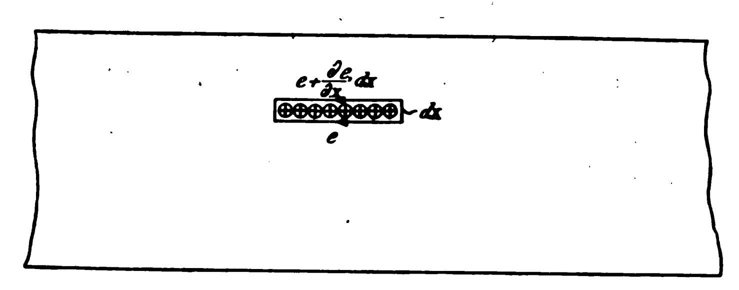


Fig. 3.

Das Linienintegral ist nun gleich der Summe der umschlossenen Stromfäden, also

(1) $$H \cdot b = 4\pi \int_0^x \mathfrak{i} \cdot \delta \cdot d\,x$$

Durch Differentiation nach x erhält man

(2) $$b \cdot \frac{\partial H}{\partial x} = 4\pi\,\mathfrak{i}\,\delta$$

Eine zweite Gleichung erhält man durch Formulierung des Zusammenhangs zwischen der elektrischen Kraft e und der Induktion H (siehe Fig. 3).

Das kleine Rechteck soll die Seiten 1 cm und $d\,x$ haben. Dann ist

(3) $$-\left(e + \frac{\partial e}{\partial x}\,d\,x\right) + e = -(1 \cdot d\,x) \cdot \frac{\partial H}{\partial t}$$

Das gibt

(4) $$\frac{\partial e}{\partial x} = + \frac{\partial H}{\partial t}$$

Dazu kommt das Ohmsche Gesetz in der Form

$$\mathfrak{i} = k \cdot e \tag{5}$$

wobei k die Leitfähigkeit ist.

Durch Differentiation von Gleichung (2) und sukzessive Substitution von Gleichung (4) und (5) erhält man

$$\frac{\partial^2 H}{\partial x^2} = 4\pi \frac{\delta}{b} \cdot k \cdot \frac{\partial H}{\partial t} \tag{6}$$

Durch andere Umformung, die leicht zu sehen ist, erhält man auch

$$\frac{\partial^2 \mathfrak{i}}{\partial x^2} = 4\pi \frac{\delta}{b} \cdot k \cdot \frac{\partial i}{\partial t} \tag{7}$$

Wir wollen aber für unsere weiteren Berechnungen Gleichung (6) benutzen.

Da wir schon wissen, daß i eine Sinusfunktion der Zeit ist, setzen wir für H die komplexe Substitution

$$H = H_x \cdot e^{j\omega t}$$

das gibt

$$\frac{d^2 H_x}{d x^2} = 4\pi \frac{\delta}{b} \cdot k \cdot \omega \cdot j \cdot H_x \tag{8}$$

Diese lineare Differentialgleichung in x löst man durch die Substitution

$$H_x = e^{\lambda x} \tag{9}$$

Damit erhält man

$$\lambda^2 = 4\pi \left(\frac{\delta}{b}\right) \cdot k \cdot \omega \cdot j \tag{10}$$

und

$$\lambda = \begin{cases} + \alpha(1+j) \\ - \alpha(1+j) \end{cases} \qquad \alpha = \sqrt{2\pi\left(\frac{\delta}{b}\right) \cdot k \cdot \omega} = 2\pi \sqrt{\frac{\delta}{b} \cdot k \cdot \nu} \tag{11}$$

wobei ν die Periodenzahl des Wechselstromes bedeutet. Die Lösung von Gleichung (8) ist also

$$H_x = A\, e^{\alpha(1+j)x} + B\, e^{-\alpha(1+j)x} \tag{12}$$

Nun ist für

$$x = 0 \qquad H_x = 0$$

und für

$$x = x_1 \qquad H_x = H_0$$

Also wird

$$(13) \qquad H_x = H_0 \frac{e^{\alpha(1+j)x} - e^{-\alpha(1+j)x}}{e^{\alpha(1+j)x_1} - e^{-\alpha(1+j)x_1}}; \quad H_0 = \frac{4\pi}{b} \cdot I$$

Mit Hilfe von Gleichung (2) erhält man

$$(14) \qquad \mathfrak{i}_x = I \cdot \left(\frac{\alpha}{\delta}\right) \cdot (1+j) \frac{e^{\alpha(1+j)x} + e^{-\alpha(1+j)x}}{e^{\alpha(1+j)x_1} - e^{-\alpha(1+j)x_1}}$$

Bevor wir auf die reelle Form übergehen, wollen wir für Gleichungen (13) und (14) die Grenzwerte für $\nu = 0$ (also Gleichstrom) bestimmen

$$(15) \quad (H_x)_{\nu=0} = \left(H_0 \frac{(1+j)x}{(1+j)x_1} \cdot \frac{e^{\alpha(1+j)x} + e^{-\alpha(1+j)x}}{e^{\alpha(1+j)x_1} + e^{-\alpha(1+j)x_1}}\right)_{\nu=0} = H_0 \cdot \frac{x}{x_0}$$

Das Feld steigt also bei Gleichstrom linear an

$$(16) \; (\mathfrak{i}_x)_{\nu=0} = \left(J \frac{1+j}{\delta}\left[\frac{\alpha(e^{\alpha(1+j)x} - e^{-\alpha(1+j)x})(1+j)x + (e^{\alpha(1+j)x} + e^{-\alpha(1+j)x})}{(1+j) \cdot x_1 \, [e^{\alpha(1+j)x_1} + e^{-\alpha(1+j)x_1}]}\right]\right)$$

$$= \frac{I}{\delta \cdot x_1} = \frac{I}{q} = \text{konstant.}$$

Die Stromdichte ist bei Gleichstrom über den ganzen Querschnitt konstant, wie zu erwarten.

Um nun aus den vollständigen komplexen Ausdrücken für $\mathfrak{i}$ und H, nämlich aus

$$(17) \qquad H = H_0 \frac{e^{\alpha(1+j)x} - e^{-\alpha(1+j)x}}{e^{\alpha(1+j)x_1} - e^{-\alpha(1+j)x_1}} \cdot e^{j\omega t}$$

und

$$(18) \qquad \mathfrak{i} = I\left(\frac{\alpha}{\delta}\right)(1+j) \frac{e^{\alpha(1+j)x} + e^{-\alpha(1+j)x}}{e^{\alpha(1+j)x_1} - e^{-\alpha(1+j)x_1}} \cdot e^{j\omega t}$$

die reellen zu finden, erinnert man sich, daß

$$e^{j\omega t} = \cos \omega t + j \sin \omega t$$

und

$$\frac{e^{\alpha x} + e^{-\alpha x}}{2} = \mathfrak{Cof}(\alpha x) \quad \frac{e^{j\alpha x} + e^{j\alpha x}}{2} = \cos \alpha x \ \text{usw.}$$

ist. Dann erhält man nach Separation von Reellem und Imaginären als reelle Lösungen:

$$(19) \quad H = H_0 \left\{\left[\frac{\cos\alpha(x_1 - x)\mathfrak{Cof}\alpha(x + x_1)}{\mathfrak{Cof}\, 2\alpha x_1 - \cos 2\alpha x_1} - \frac{\cos\alpha(x + \alpha_1)\mathfrak{Cof}\,\alpha(x_1 - x)}{\mathfrak{Cof}\, 2\alpha x_1 - \cos 2\alpha x_1}\right]\cos\omega t - \left[\frac{\sin\alpha(x + x_1)\mathfrak{Sin}\,\alpha(x_1 + x)}{\mathfrak{Cof}\, 2\alpha x_1 - \cos 2\alpha x_1} - \frac{\sin\alpha(x_1 - x)\mathfrak{Sin}\,\alpha(x + x_1)}{\mathfrak{Cof}\, 2\alpha x_1 - \cos 2\alpha x_1}\right]\sin\omega t\right\}$$

$$i = 2I\left(\frac{\alpha}{\delta}\right)\left\{\left[\frac{\sin\alpha(x_1-x)\mathfrak{Cos}\,\alpha(x_1+x)}{\mathfrak{Cos}\,2\alpha x_1 - \cos 2\alpha x_1} + \frac{\sin\alpha(x_1+x)\mathfrak{Cos}\,\alpha(x_1-x)}{\mathfrak{Cos}\,2\alpha x_1 - \cos 2\alpha x_1}\right]\cos\left(\omega t - \frac{\pi}{4}\right)\right.$$

$$(20)\quad \left. - \left[\frac{\cos\alpha(x_1-x)\mathfrak{Sin}\,\alpha(x_1+x)}{\mathfrak{Cos}\,2\alpha x_1 - \cos 2\alpha x_1} + \frac{\cos\alpha(x_1+x)\mathfrak{Sin}\,\alpha(x_1-x)}{\mathfrak{Cos}\,2\alpha x_1 - \cos 2\alpha x_1}\right]\sin\left(\omega t - \frac{\pi}{4}\right)\right\}$$

Oder kurz

$$(21)\qquad H = H_0\{a\cos\omega t - b\sin\omega t\}$$

$$(22)\qquad i = 2I\left(\frac{\alpha}{\delta}\right)\left\{c\cos\left((\omega t) - \frac{\pi}{4}\right) - d\sin\left(\omega t - \frac{\pi}{4}\right)\right\}$$

Zur Zeit $t = 0$ ist also

$$H = H_0 \cdot a \qquad \text{und}$$

$$i = 2\left(\frac{\alpha}{\delta}\right) I(c + d) \cdot \frac{\sqrt{2}}{2}$$

Zur Zeit $t = \frac{T}{8} = \frac{\pi}{4\omega}$ ist

$$i = 2I\left(\frac{\alpha}{\delta}\right)c \qquad \text{und}$$

$$H = H_0\frac{\sqrt{2}}{2}(a - b)$$

Zur Zeit $t = \frac{T}{4} = \frac{\pi}{2\omega}$ wird

$$H = -H_0 \cdot b \qquad \text{und}$$

$$i = +2I\left(\frac{\alpha}{\delta}\right)\frac{\sqrt{2}}{2}(c - d)$$

Zur Zeit $t = \frac{3}{8}T = \frac{3}{4}\,\frac{\pi}{w}$ wird

$$i = -2I\frac{\alpha}{\delta}\cdot d \qquad \text{und}$$

$$H = -(a + b)H_0$$

Die Kardinalwerte $a\ b\ c\ d$ geben also einen völligen Überblick über die Feldform und die Stromdichteverteilung; sie sind graphisch dargestellt in den Fig. 4 u. 5.

a gibt also die magnetische Feldverteilung im Spalt zur Zeit $t = 0$, b zur Zeit $t = \frac{T}{4}$, während c die Stromdichteverteilung i darstellt zur Zeit $t = \frac{T}{8}$ und d zur Zeit $\frac{T}{8} + \frac{T}{4}$.

Die Stromdichte variiert also sehr stark über den Querschnitt und es kommt sogar vor, daß durch verschiedene Querschnitteile Strömungen von direkt entgegengesetzter Phase stattfinden. Daraus

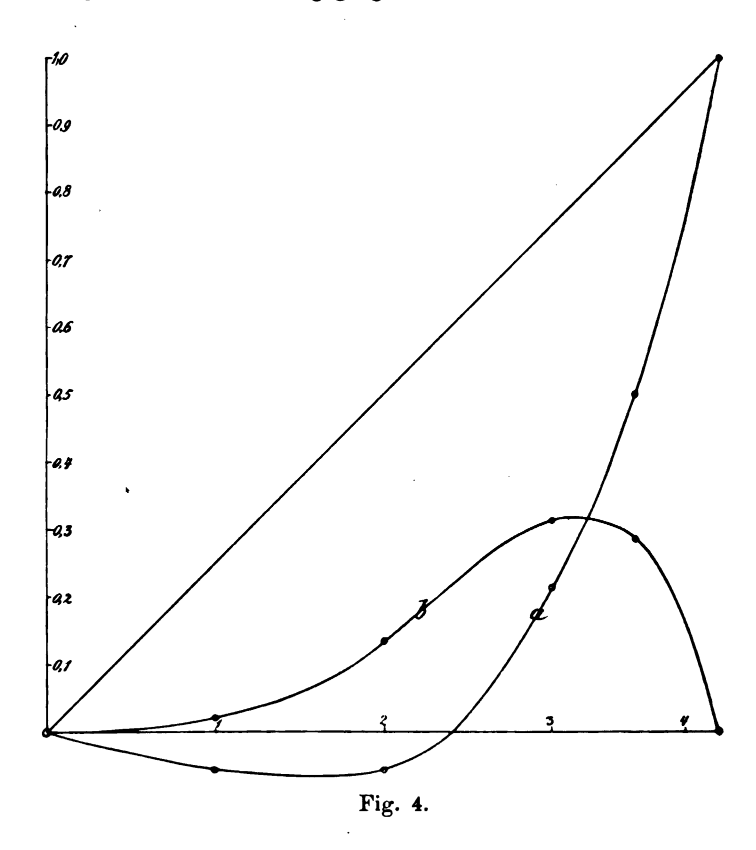


Fig. 4.

läßt sich schon schließen, daß der scheinbare Widerstand für die zugrunde gelegten Verhältnisse, nämlich

$$\delta = 0{,}8 \text{ cm} \qquad b = 1 \text{ cm} \qquad x_1 = 4 \text{ cm}$$
$$w = 314 \qquad k = 6 \cdot 10^{-4}$$

vom wahren Widerstand stark abweichen wird.

Wir wollen nun dazu gehen, die Formel für den scheinbaren Widerstand aufzustellen.

Der Verlust pro Stromfaden von der Stablänge l ist

$$dV = (\mathrm{i} \cdot \delta \cdot dx)^2 \cdot \frac{l}{\delta \cdot dx \cdot k}$$

$$= \mathrm{i}^2 \cdot \frac{\delta \cdot l}{k} \cdot dx$$

Den Ausdruck i^2 gewinnen wir aus Gleichung (14) durch Multiplikation mit dem konjugiert komplexen $\mathrm{i}_{x\,conj}$. Es wird, wenn man

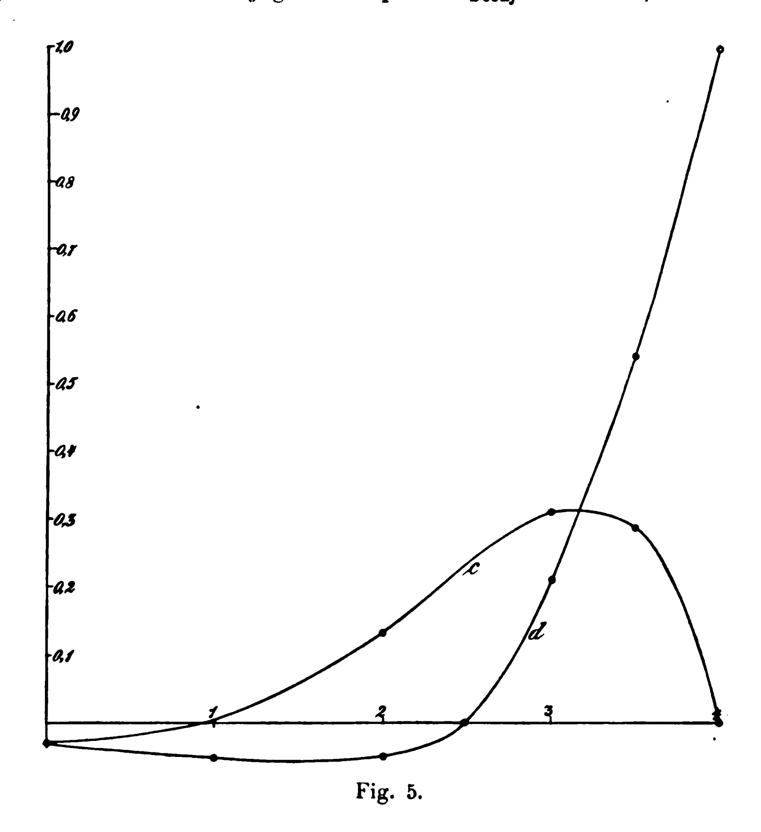


Fig. 5.

wieder die Formeln für die Hyperbel- und Kreisfunktionen anwendet

$$\mathrm{i}^2 = 2 I^2 \left(\frac{\alpha}{\delta}\right)^2 \frac{\mathfrak{Cof}\,(2\alpha x) + \cos\,(2\alpha x)}{\mathfrak{Cof}\,(2\alpha x_1) - \cos\,(2\alpha x_1)} \tag{23}$$

Dabei ist I effektiv zu nehmen.

Führt man nunmehr die Integration aus, so erhält man

$$V = I^2 \cdot \frac{\alpha}{\delta} \cdot \frac{l}{k} \frac{\mathfrak{Sin}\, 2\alpha x_1 + \sin 2\alpha x_1}{\mathfrak{Cof}\, 2\alpha x_1 - \cos 2\alpha x_1} \tag{24}$$

Daraus erhält man den scheinbaren Widerstand zu

$$\begin{aligned} r = \frac{V}{I^2} &= \frac{\alpha}{\delta} \cdot \frac{l}{k} \cdot \frac{\mathfrak{Sin}\, 2\alpha x_1 + \sin 2\alpha x_1}{\mathfrak{Cof}\, 2\alpha x_1 - \cos 2\alpha x_1} \\ &= \frac{l}{\delta \cdot x_1 \cdot k} \cdot (\alpha x_1) \frac{\mathfrak{Sin}\, 2\alpha x_1 + \sin 2\alpha x_1}{\mathfrak{Cof}\, 2\alpha x_1 - \cos 2\alpha x_1} \\ &= r_0 \cdot (\alpha x_1) \frac{\mathfrak{Sin}\, 2\alpha x_1 + \sin 2\alpha x_1}{\mathfrak{Cof}\, 2\alpha x_1 - \cos 2\alpha x_1} \end{aligned} \tag{25}$$

r_0 ist der Gleichstromwiderstand. Wenn die Formel also für alle Werte von $\nu(\alpha)$ richtig ist, muß der Ausdruck mit dem r_0 multipliziert für $\nu = 0$ zur Einheit werden, und das ist auch in der Tat der Fall wie eine leichte Grenzwertbestimmung zeigt.

Wir wollen nun aber auch noch den Beitrag berechnen, den die „inneren" Kraftlinien zur „Selbstinduktion" des Leiters liefern. Zu diesem Zweck stellen wir den Ausdruck für die magnetische Energie im Spaltraum auf. Es ist

$$E\mu = \frac{1}{8\pi} \int_0^{x_1} H^2 \cdot d\tau \qquad d\tau = b\, dx \tag{26}$$

H^2 gewinnen wir aus Gleichung (13) durch Multiplikation mit dem konjugiert komplexen Ausdruck

$$H_{x\,\text{conj}} = H_0 \frac{e^{\alpha(1-j)x} - e^{-\alpha(1-j)x}}{e^{\alpha(1-j)x_1} - e^{-\alpha(1-j)x_1}} \tag{27}$$

Es wird

$$H^2 = H_0{}^2 \frac{\mathfrak{Cof}\, 2\alpha x - \cos 2\alpha x}{\mathfrak{Cof}\, 2\alpha x_1 - \cos 2\alpha x_1} \tag{28}$$

Für E_μ ergibt sich also

$$E_\mu = \frac{H_0{}^2 \cdot b}{16\pi \cdot \alpha} \cdot \frac{\mathfrak{Sin}\, 2\alpha x_1 - \sin 2\alpha x_1}{\mathfrak{Cof}\, 2\alpha x_1 - \cos 2\alpha x_1} \tag{29}$$

Setzt man $H_0 = \frac{4\pi I}{b}$ ein, so erhält man

$$E_\mu = \pi \cdot I^2 \frac{1}{\alpha \cdot b} \frac{\mathfrak{Sin}\, 2\alpha x_1 - \sin 2\alpha x_1}{\mathfrak{Cof}\, 2\alpha x_1 - \cos 2\alpha x_1} \tag{30}$$

Setzt man nun $E_\mu = \frac{L \cdot I^2}{2}$, so erhält man für L

$$(31) \qquad L = 4\pi\left(\frac{x_1}{b}\right)\cdot\frac{1}{2\alpha x_1}\,\frac{\mathfrak{Sin}\,2\alpha x_1 - \sin 2\alpha x_1}{\mathfrak{Cos}\,2\alpha x_1 - \cos 2\alpha x_1}$$

Für ganz langsame Schwingungen gilt die Gleichstromformel

$$H_x = H_0\frac{x}{x_1}$$

also wird für langsame Schwingungen

$$(32) \qquad E_\mu = \frac{1}{8\pi}H_0^2\cdot b\int_0^{x_1}\left(\frac{x}{x_1}\right)^2\cdot dx = \frac{1}{8\pi}\,\frac{16\pi^2\cdot I^2}{b^2}\cdot b\cdot\frac{1}{3}x_1$$

$$= 2\pi I^2\frac{1}{3}\left(\frac{x_1}{b}\right)$$

also gilt für Gleichstrom

$$(33) \qquad L_0 = 4\pi\cdot\left(\frac{1}{3}\,\frac{x_1}{b}\right)$$

setzt man dies in Gleichung (31), ein so erhält man

$$(34) \qquad L = 3L_0\cdot\frac{1}{2\alpha x_1}\,\frac{\mathfrak{Sin}\,2\alpha x_1 - \sin 2\alpha x_1}{\mathfrak{Cos}\,2\alpha x_1 - \cos 2\alpha x_1}.$$

Der Ausdruck mit dem $3L_0$ multipliziert ist wird für $\nu = 0$ zu $^1/_3$ wie es sein muß.

Diskussion.

Wenn man den Ausdruck

$$(\alpha x_1)\frac{\mathfrak{Sin}\,2\alpha x_1 + \sin 2\alpha x_1}{\mathfrak{Cos}\,2\alpha x_1 - \cos 2\alpha x_1}$$

abhängig von αx_1 darstellt, so bekommt man einen Begriff von der Veränderung von r mit ν.

Man sieht, daß der Ausdruck für große αx_1 einfach αx_1 gleich gesetzt werden kann (Fig. 6) (schon von $\alpha x_1 = 2.5$ an), so daß eine gute Näherungsformel für r lautet

$$(35) \qquad r \cong r_0\cdot\alpha x_1 = r_0\cdot x_1\cdot 2\pi\sqrt{\left(\frac{\delta}{b}\right)\cdot k\cdot\nu}$$

r nimmt also mit ν zu bis $r = \infty$ für $\nu = \infty$. Für $\nu = 0$ erhält man den Gleichstromwert r_0.

Der Ausdruck

$$\frac{1}{2\alpha x_1}\,\frac{\mathfrak{Sin}\,2\alpha x_1 - \sin 2\alpha x_1}{\mathfrak{Cos}\,2\alpha x_1 - \cos 2\alpha x_1}$$

ist maßgebend für die Variation von L; für größere αx_1 kann man ihn ersetzen durch $\frac{1}{2\alpha x_1}$. L nimmt also vom Gleichstromwert L_0 an mit wachsendem αx_1 unbegrenzt ab (Fig. 7).

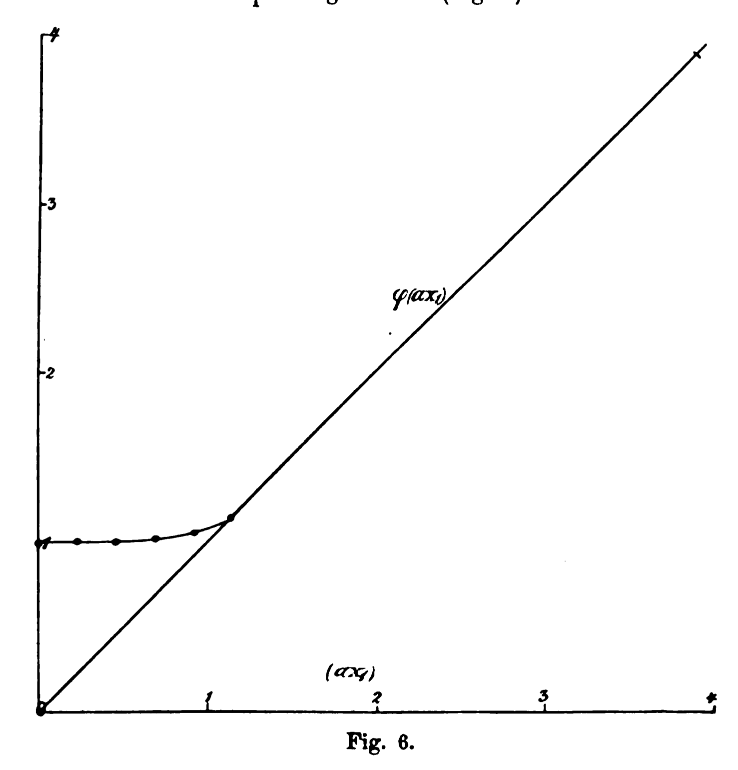


Fig. 6.

Eine Näherungsformel für L ist

$$L = 3L_0 \cdot \frac{1}{2\alpha x_1} = \frac{3L_0}{4\pi x_1 \sqrt{\left(\frac{\delta}{b}\right) \cdot k \cdot v}} \tag{36}$$

Es möge nun noch für den schon erwähnten Fall, nämlich

$$\delta = 0.8 \text{ cm} \qquad b = 1 \text{ cm} \qquad x_1 = 4 \text{ cm}$$
$$v = 50 \qquad k = 6 \cdot 10^{-4}$$

r und L berechnet werden.

Es ist
$$\alpha = 2\pi\sqrt{0.8 \cdot 6 \cdot 10^{-4} \cdot 50} = 0.975$$
folglich $\alpha x_1 = 3.9$; man kann also ohne weiteres die Näherungsformeln anwenden. Also
$$r = 3.9 \cdot r_0 \quad \text{und}$$
$$L = 0.385 \cdot L_0$$

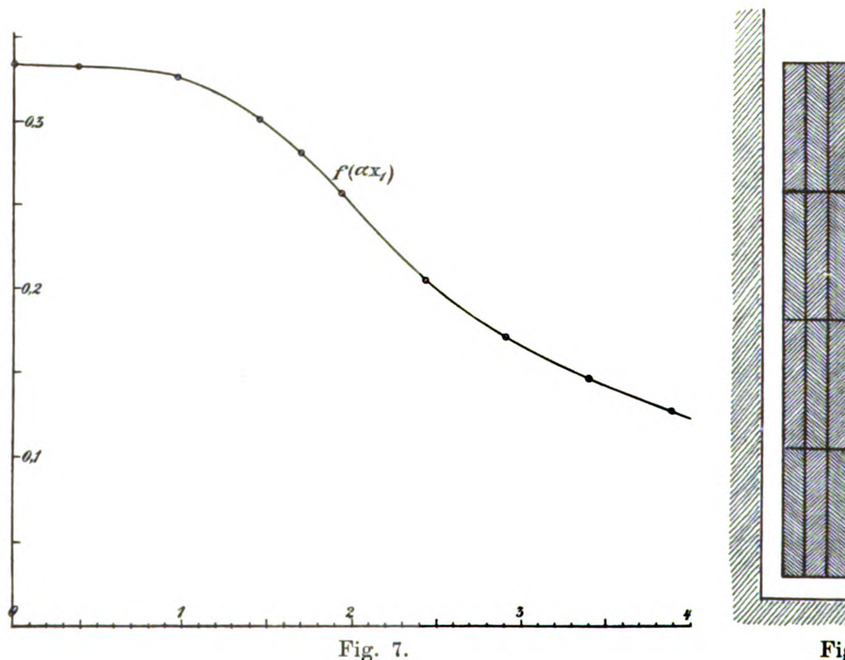


Fig. 7. Fig. 8.

Schon für 50 Perioden nimmt also der Widerstand dieses Stabes um fast 300 % zu, während L um fast 60 % abnimmt.

Nunmehr wollen wir den allgemeinsten Fall behandeln, daß nämlich m-Stäbe nebeneinander und n übereinander in dem Spalt liegen (Fig. 8).

Jeder einzelne Stab soll von demselben Wechselstrom $i = I \sin \omega t$ durchflossen sein. Die Stäbe seien aber wohl isoliert voneinander (allerdings, soll die Dicke der Isolation im Vergleich zu den übrigen Dimensionen vernachlässigbar klein sein).

Die Variation der elektrischen Stromdichte in den Stäben und der magnetischen Felddichte im Spalt ist wieder nur in der X-Richtung möglich, so daß das Problem auch jetzt ein lineares bleibt.

Die Gleichungen (4) und (5) ändern sich gar nicht, während aus Gleichung (2) wird

$$4\pi m \mathrm{i} \cdot \delta = b \cdot \frac{\partial H}{\partial x} \tag{37}$$

Aus Gleichung (4), (5) und (37) erhält man wieder

$$\frac{\partial^2 H}{\partial x^2} = 4\pi \left(\frac{m \cdot \delta}{b}\right) \cdot k \cdot \frac{\partial H}{\partial t} \tag{38}$$

Und durch Substitution von Gleichung (7)

$$\frac{d^2 H_x}{d x^2} = 4\pi \left(\frac{m\,\delta}{b}\right) \cdot k \cdot j \cdot \omega H_x \tag{39}$$

Die Lösung wird wieder

$$H_x = A\, e^{\alpha(1+j)x} + B \cdot e^{-\alpha(1+j)x} \tag{40}$$

Nur ist jetzt

$$\alpha = 2\pi \sqrt{\left(\frac{m \cdot \delta}{b}\right) \cdot k \cdot \nu} \tag{41}$$

Die Grenzen bestimmen sich aus folgenden Überlegungen: Am Grund des Spaltes ist $H = 0$, nach der ersten Lage $(x = x_1)$ ist $H = 1 \cdot \frac{H_0}{n}$, nach der zweiten $(x = x_2)$ $H = 2\frac{H_0}{n}$, nach der n-ten $H = H_0$. Folglich:

$$\left.\begin{aligned} A_1 + B_1 &= 0 \\ A_1\, e^{\alpha(1+j)x_1} + B_1\, e^{-\alpha(1+j)x_1} &= \frac{1}{n} \end{aligned}\right\} \text{ I. Schicht}$$

$$\left.\begin{aligned} A_2\, e^{\alpha(1+j)x_1} + B_2\, e^{-\alpha(1+j)x_1} &= \frac{1}{n} \\ A_2\, e^{\alpha(1+j)x_2} + B_2\, e^{-\alpha(1+j)x_2} &= \frac{2}{n} \end{aligned}\right\} \text{ II. Schicht}$$

Dabei ist zu merken

$$\begin{aligned} x_0 &= 0 \\ x_p &= p \cdot x_1 \\ x_p - x_{p-1} &= x_1 \end{aligned}$$

So erhält man ganz allgemein für die $p$te Lage

$$H_x = \frac{H_0}{n} \left\{ p \frac{e^{\beta(x - x_{p-1})} - e^{\beta(x_{p-1} - x)}}{e^{\beta x_1} - e^{-\beta x_1}} - (p-1) \frac{e^{\beta(x - x_p)} - e^{\beta(x_p - x)}}{e^{\beta x_1} - e^{-\beta x_1}} \right\} \begin{matrix} \text{von } x_{p-1} \\ \text{bis } x_p \end{matrix} \tag{42}$$

Dabei ist der Kürze wegen $\alpha(1 + j) = \beta$ gesetzt. Geht man wieder in bekannter Weise zur reellen Form über, dann erhält man für die p-Lage

$$H = \frac{p}{n} H_0 \{A \cos \omega t - B \sin \omega t\} \tag{43}$$

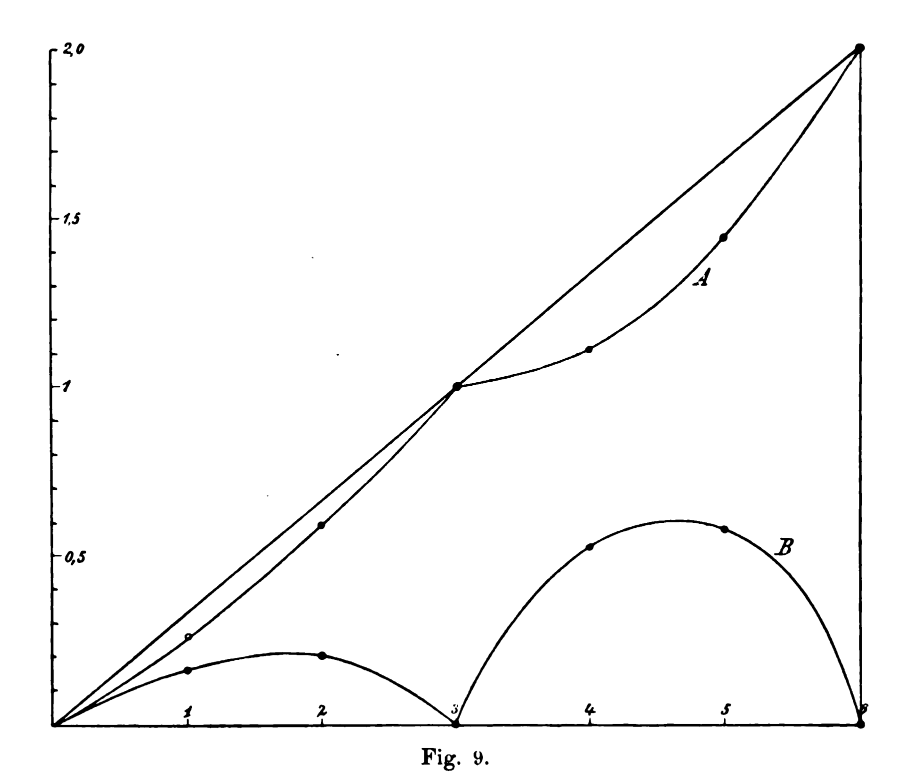


Fig. 9.

$$A = \frac{\mathfrak{Cos}\, \alpha[x - (p-2)x_1] \cos \alpha[x - p x_1]}{\mathfrak{Cos}\, 2\alpha x_1 - \cos 2\alpha x_1} - \tag{44}$$

$$- \frac{\mathfrak{Cos}\, \alpha[x - p x_1] \cos \alpha[x - (p-2)x_1]}{\mathfrak{Cos}\, 2\alpha x_1 - \cos 2\alpha x_1} -$$

$$- \left(\frac{p-1}{p}\right) \cdot \frac{\mathfrak{Cos}\, \alpha[x - (p-1)x_1] \cos \alpha[x - (p+1)x_1]}{\mathfrak{Cos}\, 2\alpha x_1 - \cos 2\alpha x_1} +$$

$$+ \left(\frac{p-1}{p}\right) \frac{\mathfrak{Cos}\, \alpha[x - (p+1)x_1] \cos \alpha[x + (p-1)x_1]}{\mathfrak{Cos}\, 2\alpha x_1 - \cos 2\alpha x_1}$$

$$(45) \qquad B = \frac{\mathfrak{Sin}\, \alpha\,[x - (p-2)\,x_1]\sin \alpha\,[x - p\,x_1]}{\mathfrak{Cof}\; 2\,\alpha\,x_1 - \cos 2\,\alpha\,x_1} -$$

$$- \frac{\mathfrak{Sin}\, \alpha\,[x - p\,x_1]\sin \alpha\,[x - (p-2)\,x_1]}{\mathfrak{Cof}\; 2\,\alpha\,x_1 - \cos 2\,\alpha\,x_1} -$$

$$- \left(\frac{p-1}{p}\right) \frac{\mathfrak{Sin}\, \alpha\,[x-(p-1)x_1]\cdot \sin \alpha\,[x-(p+1)x_1]}{\mathfrak{Cof}\; 2\,\alpha\,x_1 - \cos 2\,\alpha\,x_1} +$$

$$+ \left(\frac{p-1}{p}\right) \frac{\mathfrak{Sin}\, \alpha\,[x-(p+1)x_1]\cdot \sin \alpha\,[x-(p-1)x_1]}{\mathfrak{Cof}\; 2\,\alpha\,x_1 - \cos 2\,\alpha\,x_1}$$

Wie man sieht stellt A das Feld im Spalt zur Zeit $t = 0$ dar, und B das Feld zur Zeit $t = \frac{T}{4}$. A und B sind in Fig. 9 zur Darstellung gebracht.

Wendet man auf Gleichung (42) die Formel (37) an, dann erhält man mit Berücksichtigung des Zusammenhanges von H_0 und I (nämlich $H_0 = m \cdot n \cdot I \cdot 4\pi \cdot \frac{1}{b}$) für die Stromdichte $\mathfrak{i}$ in der p-Lage den Ausdruck:

$$\mathfrak{i} = I \cdot p \cdot \left(\frac{\beta}{\delta}\right) \left\{ \frac{e^{\beta[x - x_{p-1}]} + e^{\beta[x_{p-1} - x]}}{e^{\beta x_1} - e^{-\beta x_1}} - \right.$$

$$\left. - \left(\frac{p-1}{p}\right) \cdot \frac{e^{\beta[x - x_p]} - e^{\beta[x_p - x]}}{e^{\beta x_1} - e^{-\beta x_1}} \right\} \quad \text{von } x_{p-1} \text{ bis } x_p$$

Der reelle Wert ergibt sich daraus zu:

$$(46) \qquad \mathfrak{i} = 2\,\frac{\alpha}{\delta} \cdot I \left\{ D \cos\left(\omega t - \frac{\pi}{4}\right) - C \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{4}\right) \right\}$$

$$(47) \qquad C = p\,\frac{\mathfrak{Sin}\, \alpha\,[x - (p-2)\,x_1]\cos \alpha\,[p\,x_1 - x]}{\mathfrak{Cof}\; 2\,\alpha\,x_1 - \cos 2\,\alpha\,x_1} +$$

$$+ p\,\frac{\mathfrak{Sin}\, \alpha\,[p\,x_1 - x]\cos \alpha\,[x - (p-2)\,x_1]}{\mathfrak{Cof}\; 2\,\alpha\,x_1 - \cos 2\,\alpha\,x_1} -$$

$$- (p-1)\,\frac{\mathfrak{Sin}\, \alpha\,[(p+1)\,x_1 - x]\cos \alpha\,[x - (p-1)\,x_1]}{\mathfrak{Cof}\; 2\,\alpha\,x_1 - \cos 2\,\alpha\,x_1} -$$

$$- (p-1)\,\frac{\mathfrak{Sin}\, \alpha\,[x - (p-1)\,x_1]\cos \alpha\,[(p+1)\,x_1 - x]}{\mathfrak{Cof}\; 2\,\alpha\,x_1 - \cos 2\,\alpha\,x_1}$$

$$D = p\,\frac{\mathfrak{Cof}\,\alpha[x-(p-2)x_1]\sin\alpha[p x_1 - x]}{\mathfrak{Cof}\,2\alpha x_1 - \cos 2\alpha x_1} + \tag{48}$$
$$+\,p\,\frac{\mathfrak{Cof}\,\alpha[p x_1 - x]\sin\alpha[x-(p-2)x_1]}{\cos 2\alpha x_1 - \cos 2\alpha x_1} -$$
$$-\,(p-1)\frac{\mathfrak{Cof}\,\alpha[(p+1)x_1 - x]\sin\alpha[x-(p-1)x_1]}{\mathfrak{Cof}\,2\alpha x_1 - \cos 2\alpha x_1} -$$
$$-\,(p-1)\frac{\mathfrak{Cof}\,\alpha[x-(p-1)x_1]\sin\alpha[(p+1)x_1 - x]}{\mathfrak{Cof}\,2\alpha x_1 - \cos 2\alpha x_1}$$

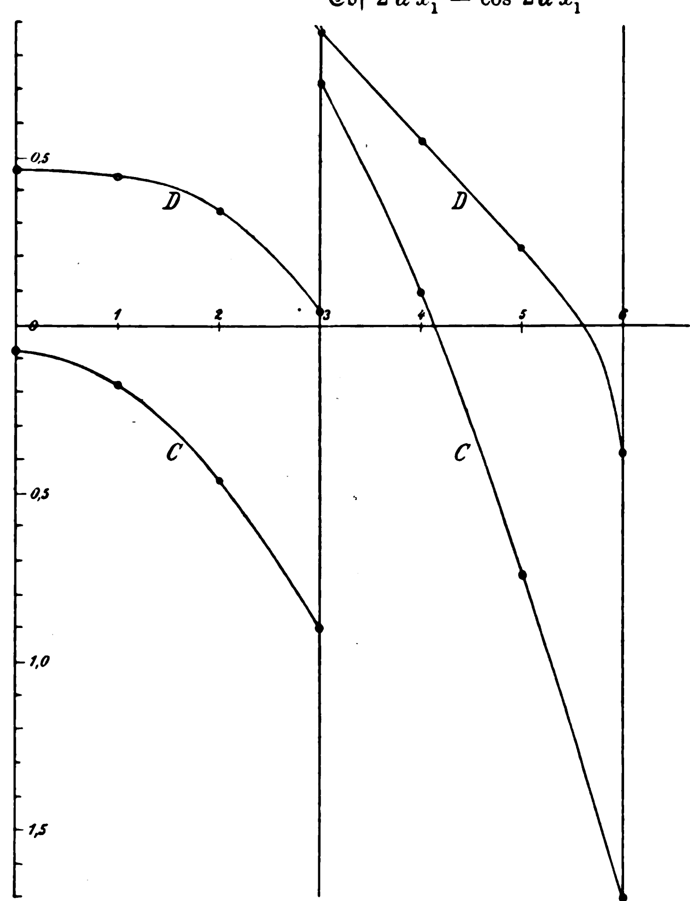


Fig. 10.

C und D sind in Fig. 10 graphisch dargestellt. Dabei sind, wie auch bei der Darstellung von A und B, folgende Verhältnisse zugrunde gelegt.

In einem Spalt von der Breite $b = 1{,}3$ cm liegen 8 Stäbe, und zwar 4 nebeneinander ($m = 4$) und 2 übereinander ($n = 2$). Ferner

$$\delta = 0{,}2 \text{ cm} \qquad x_1 = 3 \text{ cm} \qquad \nu = 15$$
$$k = 6 \cdot 10^{-4}$$

D ist prop. der Stromdichtverteilung zur Zeit $t = \frac{T}{8}$ und C prop. der Dichte zur Zeit $t = \frac{3}{8}T$.

Die Stromdichtverteilung ist also in den n-Lagen zu jeder Zeit verschieden. i variiert so stark, daß Teile eines Stabes sogar Strom entgegengesetzter Phase führen können, obwohl die Periodenzahl nur 15 ist. Die Integralwerte der i-Kurven müssen natürlich zu jeder Zeit für jede der n-Lagen denselben Wert $i = I \sin \omega t$ ergeben, was auch der Fall ist, wie man sich leicht überzeugen kann.

Nunmehr möge der mittlere Widerstand eines der Stäbe berechnet werden.

Der Verlust in einem Stab der p-Schicht ist:

$$V_p = \frac{\delta \cdot l}{k} \int_{x_{p-1}}^{x_p} \mathrm{i}^2_{\text{eff}} \cdot dx$$

$\mathrm{i}^2_{\text{eff}}$ erhält man durch Multiplikation des Ausdruckes der Gleichung (45) mit seinem konjugiert Komplexen.

$$\text{(49)} \quad \mathrm{i}^2_{\text{eff}} = 2\left(\frac{\alpha}{\delta}\right)^2 I^2 \left\{p^2 \frac{\operatorname{Cof} 2\alpha(x - x_{p-1}) + \cos 2\alpha(x - x_{p+1})}{\operatorname{Cof} 2\alpha x_1 - \cos 2\alpha x_1} + \right.$$
$$+ (p-1)^2 \frac{\operatorname{Cof} 2\alpha(x - x_p) + \cos 2\alpha(x - x_p)}{\operatorname{Cof} 2\alpha x_1 - \cos 2\alpha x_1} -$$
$$-2p(p-1) \frac{\operatorname{Cof} \alpha x_1 \cdot \cos 2\alpha\left(x - \frac{2p-1}{2} x_1\right) + \cos \alpha x_1 \cdot \operatorname{Cof} 2\alpha\left(x - \frac{2p-1}{2} x_1\right)}{\operatorname{Cof} 2\alpha x_1 - \cos 2\alpha x_1}$$

Nach Durchführung der Integration erhält man

$$\text{(50)} \quad V_p = I^2 \cdot r_0 \{[p^2 + (p-1)^2] \cdot \varphi(\alpha x_1) - 2p(p-1)\psi(\alpha x_1)\}$$

Wobei

$$r_0 = \frac{l}{\delta \cdot x_1 \cdot k}$$

ist und

$$(51)\qquad \varphi(\alpha x_1) = \frac{\mathfrak{Sin}\, 2\alpha x_1 + \sin 2\alpha x_1}{\mathfrak{Cos}\, 2\alpha x_1 - \cos 2\alpha x_1} \cdot \alpha x_1$$

$$(52)\qquad \psi(\alpha x_1) = 2\alpha x_1 \frac{\mathfrak{Cos}\, \alpha x_1 \sin \alpha x_1 + \cos \alpha x_1\, \mathfrak{Sin}\, \alpha x_1}{\mathfrak{Cos}\, 2\alpha x_1 - \cos 2\alpha x_1}$$

Der mittlere Verlust in einem Stab, wenn n-Stäbe übereinander liegen, ist demnach

$$(53)\; V = \frac{1}{n} \cdot I^2 \cdot r_0 [\{[n^2+(n-1)^2]+[(n-1)^2+(n-2)^2]+(n-2)^2+(n-3)^2]+\ldots$$
$$+\ldots\}\varphi(\alpha x_1) - 2\{n(n-1)+(n-1)(n-2)+(n-2)(n-3)+\ldots\}\psi(\alpha x_1)]$$

Die erste Summe ist $\frac{n(2n^2+1)}{3}$ die zweite $\frac{2}{3} n(n^2-1)$ (Anwendung der Summenformel für Quadratzahlen). Also wird der mittlere Stabwiderstand

$$(54)\qquad r = \frac{r_0}{3} [(2n^2+1)\varphi(\alpha x_1) - 2(n^2-1)\psi(\alpha x_1)]$$

$\varphi(\alpha x_1)$ und $\psi(\alpha x_1)$ sind in Fig. 6 u. 11 dargestellt.

Die Formel muß auch den Fall des einzelnen Stabes im Spalt einschließen und in der Tat für $n = 1$ wird

$$r = \frac{r_0}{3} [3 \cdot \varphi(\alpha x_1)] = r_0 \cdot \varphi(\alpha x_1)$$

Für $\alpha x_1 = 0$ wird sowohl $\varphi(\alpha x_1)$ als auch $\psi(\alpha x_1)$ zu Eins also erhält man

$$(r)_{\alpha=0} = \frac{r_0}{3} [2n^2 + 1 - 2n^2 + 2] = r_0$$

Die Formel gilt also auch noch, wie zu erwarten, für Gleichstrom.

Für große Argumente αx_1 wird

$$\varphi(\alpha x_1) = \alpha x_1$$

und

$$\psi(\alpha x_1 = 0$$

also erhalten wir die Näherungsformel

$$r = r_0 \left(\frac{2n^2+1}{3}\right) \cdot 2\pi \cdot x_1 \sqrt{\left(\frac{m\,\delta}{b}\right) \cdot k \cdot \nu}$$

Diese Formel läßt sich für $\alpha x_1 < 2{,}5$ nicht mehr gut gebrauchen. Eine ähnliche Formel läßt sich auch wieder für die „innere

Selbstinduktion" der Stabkombination ableiten, indem man von der magnetischen Energie in dem Raum, den das Kupfer erfüllt, ausgeht. Man erhält

$$L = L_0 \left[\left(2 + \frac{1}{n^2}\right) f(\alpha x_1) - 2 \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) F(\alpha x_1) \right] \tag{55}$$

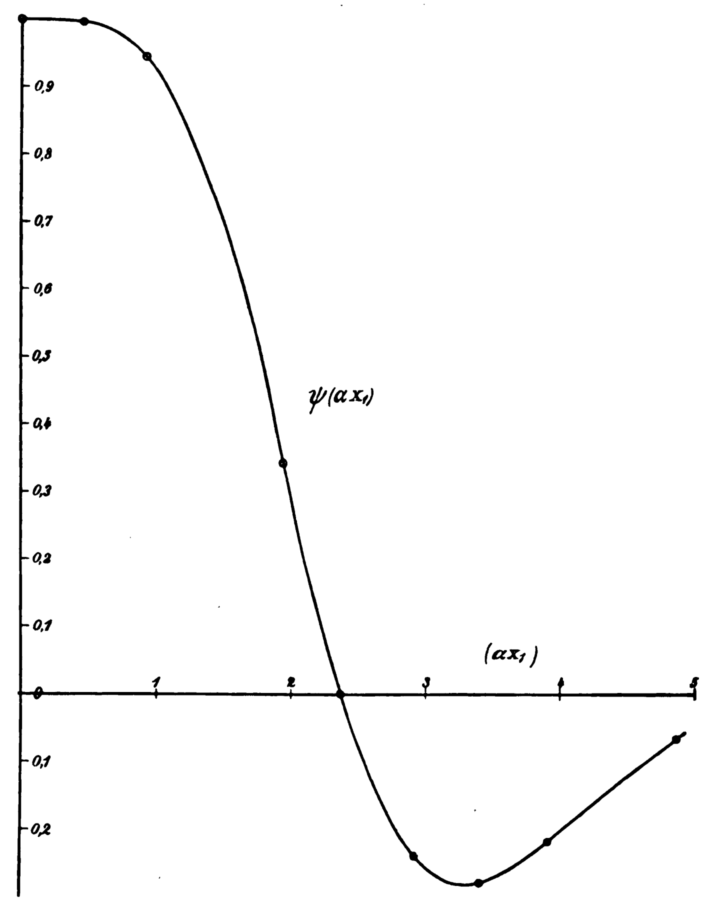


Fig. 11.

Sie gilt auch für Gleichstrom noch, denn für $\alpha = 0$ ist

$$f(\alpha x_1) = \frac{1}{3} \quad \text{und} \quad F(\alpha x_1) = -\frac{1}{6}$$

also

$$(L)_{a=0} = L_0 \left[\frac{2}{3} + \frac{1}{3n^2} + \frac{1}{3} - \frac{2}{6n^2} \right] = L_0 \tag{56}$$

Ebenso ist der Fall des einzelnen Stabes eingeschlossen, denn für $n = 1$ wird

$$L = 3 L_0 \cdot f(\alpha x_1)$$

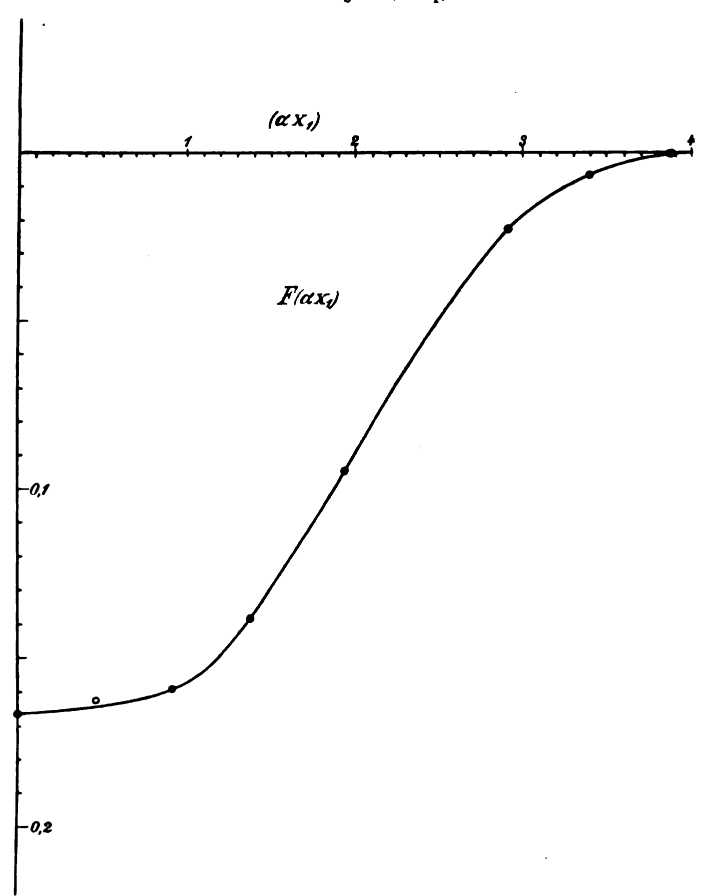


Fig. 12.

Für große Werte von αx_1 wird

$$F(\alpha x_1) \cong 0 \quad \text{und} \quad F(\alpha x_1) \cong \frac{1}{2 \alpha x_1}$$

Also lautet die Näherungsformel, die denselben Geltungsbereich, wie die für r hat,

$$(57) \qquad L = \left(1 + \frac{1}{2n^2}\right) \frac{L_0}{2\pi x_1 \sqrt{\left(\frac{m\delta}{b}\right) \cdot k \cdot v}}$$

Die Größen $F(\alpha x_1)$ und $f(\alpha x_1)$ sind Fig. 7 u. 12 graphisch dargestellt.

Wir wollen nun noch die Feld- und Stromdichteverteilung für Gleichstrom aufsuchen ($\alpha = 0$).

Bestimmt man den Grenzwert von Gleichung (42), für $\beta = 0$, dann erhält man

$$(58) \qquad (H_x)_{\beta=0} = \frac{H_0}{n} \frac{p(x - x_{p-1}) + (p-1)(x_p - x)}{x_1}$$
$$= \frac{px - p(p-1)x_1 + p(p-1)x_1 - (p-1)x}{x_1} \cdot \frac{H_0}{n}$$
$$= H_0 \left(\frac{x}{n x_1}\right)$$

Das Feld steigt also auch hier linear an, wie zu erwarten. Bestimmt man den Grenzwert von i [Gleichung (45)] für $\beta = 0$, dann erhält man

$$(\mathrm{i})_{\beta=0} = I \cdot \frac{1}{\delta}\left(\frac{p}{x_1} - \frac{p-1}{x_1}\right) = \frac{I}{\delta x_1}$$

konstant.

Zum Schlusse sollen noch die notwendigsten Tabellen angeführt werden.

Tabelle 1 (*a*, *b*, *c*, *d*).

x	a	b	c	d
0	0	0	− 0,0273	− 0,0297
1	− 0,0536	− 0,0196	+ 0,0045	− 0,0512
2	− 0,0544	− 0,1320	+ 0,1300	− 0,0491
3	+ 0,2080	− 0,3070	+ 0,3080	+ 0,2090
4	+ 1,0000	0,0000	+ 0,00083	+ 1,0000

Tabelle 2 (A, B, C, D).

x	A	B	C	D	x
0	0	0	+ 0,0792	+ 0,4630	0
1	+ 0,263	+ 0,162	+ 0,1770	+ 0,4460	1
2	+ 0,587	+ 0,206	+ 0,4590	+ 0,3410	2
3	+ 1,000	+ 0,000	+ 0,8890	+ 0,0410	3
4	+ 1,110	+ 0,530	− 0,7300	+ 0,8850	
5	+ 1,440	+ 0,574	− 0,1050	+ 0,5480	4
6	+ 2,000	+ 0,000	+ 0,7400	+ 0,2350	5
			+ 1,7000	− 0,3800	6

Tabelle 3 [$\varphi(\alpha x_1)$ und $\psi(\alpha x_1)$].

αx_1	$\varphi(\alpha x_1)$	$\psi(\alpha x_1)$
0	1	1
0,2305	1,000	
0,4610	1,004	0,995
0,6900	1,020	
0,9225	1,062	0,943
1,1500	1,143	
1,3850	1,286	0,750
1,9400	1,875	
2,4300	2,400	
2,9100	2,910	− 0,236
3,4000	3,400	− 0,280
3,8900	3,890	− 0,220

Tabelle 4 [$f(\alpha x_1)$ $F(\alpha x_1)$]

αx_1	$f(\alpha x_1)$	αx_1	$F(\alpha x_1)$
0	0,333	0	− 0,167
0,486	0,331	0,461	− 0,162
0,971	0,326	0,922	− 0,159
1,455	0,301	1,385	− 0,138
1,700	0,281	1,940	− 0,094
1,940	0,257	2,910	− 0,022
2,430	0,205	3,400	− 0,007
2,910	0,172	3,890	− 0,0003
3,400	0,147		
3,890	0,128		

(Eingesandt 10. Februar 1910.)

Ergänzung zu dem Bericht von J. W. Nicholson über den effektiven Widerstand einer Spule.

Von **W. Lenz.**

Im folgenden erlaube ich mir zu der Note über den „effektiven Widerstand und die Selbstinduktion einer Spule", die Herr Nicholson kürzlich an dieser Stelle veröffentlicht hat[1]), auf Veranlassung von Herrn Prof. Sommerfeld einige Ergänzungen hinzuzufügen. Dabei werde ich an einigen Stellen auf meine demnächst erscheinende Dissertation über „Das elektromagnetische Wechselfeld der Spulen und deren Wechselstromwiderstand, Selbstinduktion und Kapazität" mich zu beziehen haben.

1. Die Literaturübersicht des Herrn Nicholson ist insofern unvollständig, als er die zweite Arbeit Sommerfelds zum Wechselstromwiderstand der Spulen übersehen hat[2]), in der dieser das Problem sehr viel eingehender und mit wesentlich tieferen mathematischen Hilfsmitteln behandelt als in seiner mehr orientierenden und stark idealisierenden ersten Arbeit[3]). Sommerfeld gibt hier für das von Picciatti in Angriff genommene Problem des Feldes einer Spule von unendlich großem Radius, unendlicher Länge und rundem Drahtquerschnitt die allgemeine und strenge Lösung an und führt die sehr komplizierte Koeffizientenbestimmung im Falle kleiner, und bei dicht aufeinander liegenden Windungen auch im Falle sehr hoher Schwingungszahlen durch. Er gelangte so einerseits zu einer praktischen Widerstandsformel für langsamen Wechselstrom, andererseits war es unter Benutzung empirischer Daten aber auch möglich, den Fall sehr hoher Wechselzahlen für beliebig weite Wickelung zu erledigen. Ich möchte hinzufügen, daß, wie ich nachgewiesen habe, die Sommerfeldschen Formeln auch für endlichen Spulenradius in sehr guter Näherung gelten, wenn das Verhältnis Spulenradius: Ganghöhe groß gegen 1 ist, wie dies wohl in allen praktisch vorkommenden Fällen erfüllt sein wird[4]). Eine solche Unabhängigkeit vom Spulenradius war übrigens schon nach der ersten Arbeit Sommerfelds zu erwarten.

2. Im Anschluß hieran möchte ich die in der Note des Herrn

1) Jahrb. **4**, 26, 1910.
2) Ann. d. Phys. **24**, 609, 1907.
3) Ann. d. Phys. **15**, 673, 1904.
4) Vgl. Diss. § 5.

Nicholson gegebene Gegenüberstellung seiner und der Cohenschen Resultate durch den Nachweis ergänzen, daß beide bei gewissen Spezialisierungen in der allgemeineren Sommerfeldschen Lösung enthalten sind. Diese Übereinstimmung war im Falle des Herrn Nicholson nicht anders zu erwarten, da er in seiner Ableitung konsequente Vernachlässigungen einführt, wenn er sich dabei auch durch die durchgängige Voraussetzung: Ganghöhe groß gegen Drahtradius: von dem eigentlichen Spulenproblem etwas entfernt. Im anderen Falle dagegen ist die Übereinstimmung keineswegs selbstverständlich, da Herr Cohen in der Wahl seiner Grenzbedingungen mathematisch mit einiger Willkür verfahren ist und sein Problem (quadratischer Drahtquerschnitt mit Isolation) viel zu schwierig sein dürfte, um einer Lösung in mathematisch kontrollierbarer Näherung zugänglich zu sein[1]. Hier erstreckt sich denn auch die Übereinstimmung nur auf die Art der Abhängigkeit von der Schwingungszahl, während die Werte der Koeffizienten und die Abhängigkeit von dem Verhältnis Drahtradius : Ganghöhe mehr oder minder große Verschiedenheiten gegen die entsprechenden Sommerfeldschen Ausdrücke aufweisen.

Die Cohensche Formel, wie auch die des Herrn Nicholson, ist nicht an die Bedingung Spulenradius: Ganghöhe groß gegen 1 geknüpft; beide gehen daher in ihrem Geltungsbereich in gewissem Sinn über die Sommerfeldsche Formel hinaus. Dafür aber ist andererseits die Cohensche Lösung an die Bedingung enger und die des Herrn Nicholson an diejenige weiter Wickelung gegenüber dem Drahtradius gebunden. Daraus ergeben sich dann ohne weiteres die Spezialisierungen, die an beiden Formeln anzubringen sind, um sie mit der Sommerfeldschen Lösung vergleichbar zu machen. Da die Koeffizienten der letzteren, wie erwähnt, nur für kleine und sehr hohe Schwingungszahl von Sommerfeld angegeben sind (während sie in meiner Diss. für jede beliebige Schwingungszahl berechnet werden), so werde ich mich bei dem Vergleich auf diese beiden Grenzfälle beschränken.

Bei der Verschiedenartigkeit der Bezeichnungen in den betreffenden Arbeiten ist es angebracht, diese in einer Tabelle übersichtlich zusammenzustellen.

---

1) Bulletin of the Bureau of Standards **4**, Nr. 1, 1907.

	Cohen	Nicholson	Sommer-feld
Spulenradius	a	a	a
Drahtradius	$d/2$	r	r
Ganghöhe	$1/s$	—	h
Spez. Leitfähigkeit	σ	$1/\sigma$	σ
Schwingungszahl in 2π sec. . .	p	p	n
Gleichstromwiderstand	R_0	—	w_0
Wechselstromwiderstand	R	R	w

Wir werden die in der letzten Spalte angegebenen Bezeichnungen benutzen und in die anderen Formeln einführen.

Langsamer Wechselstrom.

Cohen hat für langsame Schwingungen keine Näherungsformel angegeben; man sieht aber leicht, daß sich seine allgemeine Widerstandsformel in diesem Falle zu

$$\frac{w}{w_0} = 1 + \alpha \pi^2 n^2 \sigma^2 r^4 \tag{1'}$$

vereinfacht. Der hier eingeführte Koeffizient α drückt sich durch eine Reihe mit hyperbolischen sin und cos so aus

$$\alpha = \left(\frac{2\pi r}{h}\right)^2 \cdot \frac{1024}{\pi^6} \sum_1^\infty \frac{1}{\nu^4} \frac{\frac{1}{\pi r} \sinh 2\pi\nu + 2}{\cosh 2\pi\nu - 1}.$$

Die Summe ist über die ungeraden ν zu erstrecken und hat den Wert 0,327, sodaß

$$\alpha = 0{,}348 \cdot \left(\frac{2\pi r}{h}\right)^2. \tag{1}$$

Die Werte von α liegen demnach in Fig. 1 auf einer Parabel, die punktiert eingezeichnet ist. Ihr höchster in Betracht kommender Wert bei $2\pi r/h = \pi$ beträgt 3,44.

Herr Nicholson findet im gleichen Falle, wenn γ den Winkel der Schraubung bedeutet:

$$\frac{w}{w_0} = 1 + \frac{1}{12} \pi^2 n^2 \sigma^2 r^4 - \frac{1}{32} \left(\frac{r}{a}\right)^2 \cos^2\gamma (1 - 5 \sin^2\gamma) \left(1 + \frac{1}{24} \pi^2 n^2 \sigma^2 r^4\right).$$

Diese Formel gilt jedoch nur, solange $a\sqrt{-4\pi i n \sigma}$ groß gegen 1 ist; infolgedessen kann bei kleinem n der zweite Term des vorstehenden Ausdruckes vernachlässigt werden, wodurch sich allerdings das von Herrn Nicholson behandelte Problem auf den Fall des geraden Drahtes reduziert. Dementsprechend fällt bei dieser Vernachlässigung die Abhängigkeit von γ bez. h heraus und Fig. 1 liefert als Bild der Nicholsonschen

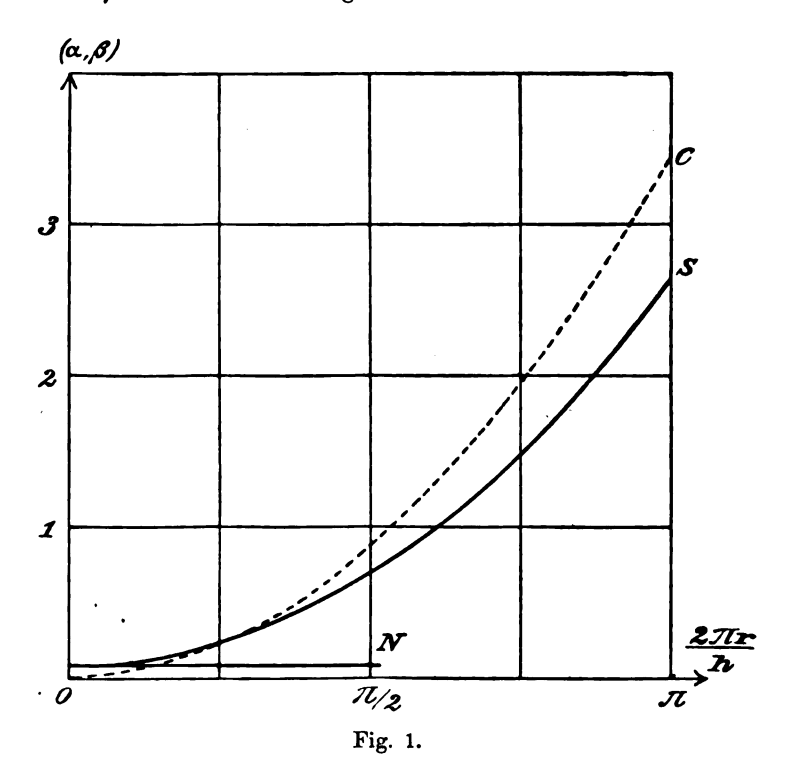


Fig. 1.

Formel eine Parallele zur Abszissenachse, die indessen nur für kleine Werte von $2\pi r/h$ Gültigkeit beansprucht.

Sommerfeld endlich gelangt zu der Beziehung:

$$\left.\begin{aligned} \frac{w}{w_0} &= 1 + \beta\pi^2 n^2 \sigma^2 r^4, \\ \text{worin:} \quad \beta &= \frac{1}{4}\left(\frac{1}{3} + \left(\frac{2\pi r}{h}\right)^2 + \frac{1}{216}\left(\frac{2\pi r}{h}\right)^4 + \dots\right) \end{aligned}\right\} \qquad (2)$$

Für weite Wickelung wird $\beta = {}^1/_{12}$ und stimmt also mit dem entsprechenden Koeffizient der Formel des Herrn Nicholson überein. Der weitere Verlauf der β-Kurve weicht von der Parabelgestalt ein wenig ab; er ist in Fig. 1 ausgezogen. Die Kurve endet bei 2,66, sodaß die Widerstandserhöhung nach Cohen im Falle dicht aneinanderliegender Windungen um etwa 30 % zu groß wäre. Für abnehmende Werte von $2\pi r/h$ nähern sich beide Kurven immer mehr, schneiden einander und gehen wieder um einen geringen Betrag auseinander. Bei enger Wickelung wird der Vergleich etwas unsicher, weil hier die Querschnittform wesentlich werden dürfte und wir dem Durchmesser des Kreisquerschnittes bei Sommerfeld die Seite des quadratischen Querschnittes bei Cohen entsprechen lassen müssen.

Schneller Wechselstrom.

Für hohe Schwingungszahlen (von 10^6 ab) erhält man nach Cohen.

$$\left.\begin{aligned} \frac{w}{w_0} &= r\sqrt{\frac{\pi n \sigma}{2}} \cdot \psi \\ \text{wenn}^{1)}\text{:}\quad \psi &= \frac{32}{\pi}\left(\frac{r}{h}\right)^2 \sum_1^{\infty} \frac{1}{\nu^2} \end{aligned}\right\} \quad (3)$$

Die Summe ist wieder über die ungeraden ν zu erstrecken und hat den Wert $\pi^2/8$; daher

$$\psi = \frac{1}{\pi}\left(\frac{2\pi r}{h}\right)^2.$$

Diese Kurve stellt sich in Fig. 2 wieder als Parabel dar und ist punktiert eingezeichnet; ihr höchster Wert ist $\psi = \pi$.

Die entsprechende Formel bei Herrn Nicholson lautet:

$$\frac{w}{w_0} = r\sqrt{\frac{\pi n \sigma}{2}} - \frac{1}{32}\left(\frac{r}{a}\right)^2 \cdot \cos^2\gamma\,(1 - 5\sin^2\gamma).$$

1) Hierin ist $w_0 = 1/\pi r^2 \sigma$ (runder Querschnitt) gesetzt. Eigentlich wäre es konsequent, auch in dieser Formel wie früher in (1′) $w_0 = 1/4\, r^2 \sigma$ (quadratischer Querschnitt) zu nehmen; aber wenn man dies allgemein tut, so werden die in der untenstehenden Tabelle angeführten Cohenschen Resultate alle im Verhältnis $4:\pi$ also um 27 % größer und stimmen dann schlecht mit den Messungen überein. Herr Cohen spricht meines Wissens in seiner Arbeit nirgends über diesen Punkt. Ich habe mich deshalb durch Nachrechnen einiger von ihm angegebenen Werte davon überzeugt, daß er für w_0 den Widerstand des Kreisquerschnittes genommen hat.

Auch hier verschwindet der zweite Term, also das Wesentliche an dem Resultat des Herrn Nicholson, gegen den ersten wegen Voraussetzung eines großen n, und es bleibt wieder die Formel für den geraden Draht übrig.

Die Sommerfeldsche Lösung liefert im Grenzfall unendlich schneller Schwingungen:

$$\frac{w}{w_0} = r\sqrt{\frac{\pi n \sigma}{2}} \cdot \varphi\left(\frac{2\pi r}{h}\right).$$

Die Funktion φ ist von sehr komplizierter Gestalt; sie drückt sich durch die Koeffizienten c_ν der Stromverteilung so aus:

$$\varphi\left(\frac{2\pi r}{h}\right) = 1 + \frac{1}{2}\left(\frac{2\pi r}{h}\right)^2 \sum_{1}^{\infty}{}_{(r)}\, c_\nu{}^2.$$

Darin sind die c_ν selbst wieder komplizierte Funktionen von $2\pi r/h$, die in meiner Dissertation ausgerechnet werden[1]); dort gebe ich auch numerische Werte für φ an.

Wie schon bemerkt hat Sommerfeld den Fall dicht aneinanderliegender Windungen in Strenge gelöst; er fand hierfür $\varphi = 3{,}73$. Außerdem war bekannt, daß im entgegengesetzten Fall sehr weiter Wickelung ($2\pi r/h = 0$) $\varphi = 1$ ist und die φ-Kurve in der Nähe des Punktes ($\varphi = 1$, $2\pi r/h = 0$) parallel zur Achse der $2\pi r/h$ verläuft. Unter Benutzung dreier mit ○ bezeichneten Messungen von Black konnte dann der gesamte Verlauf von φ, wie in Fig. 2 angegeben werden; die Kurve ist zum Unterschied von der Cohenschen ψ-Kurve ausgezogen[2]). Wie man sieht, verläuft die ψ-Kurve ganz unterhalb der φ-Kurve und weicht von ihr um so mehr ab, je kleiner $2\pi r/h$ genommen wird. Die geringste Abweichung bei $2\pi r/h = \pi$ beträgt 0,59, so daß die Cohensche Formel hier einen etwa um 19 % zu niedrigen Wert ergäbe. Für abnehmende Werte von $2\pi r/h$ wächst dieser Fehler beständig, bis er bei $2\pi r/h = 0$ 100 % beträgt, wo allerdings die Cohensche Formel voraussetzungsgemäß nicht mehr gilt[3]).

---

1) Vgl. Diss. § 3.

2) Der Kurvenverlauf ist in meiner Diss. rein theoretisch konstruiert und schließt sich den Blackschen Messungen gut an.

3) Wenn man, wie in der Anmerkung zu (3) erwähnt, $w_0 = 1/4\, r^2 \sigma$ (quadratischer Querschnitt) setzt, so werden offenbar die Ordinaten der Parabelpunkte alle im Verhältnis $4:\pi$ vergrößert, so daß die Parabel jetzt die Sommerfeldsche φ-Kurve schneidet und in ihrem höchsten Punkt bis

Endlich fällt für hinreichend kleine Werte von $2\pi r/h$, wie zu erwarten war, die Formel des Herrn Nicholson mit der Sommerfeldschen zusammen. Jene wird auch hier durch eine Parallele zur Abszissenachse dargestellt.

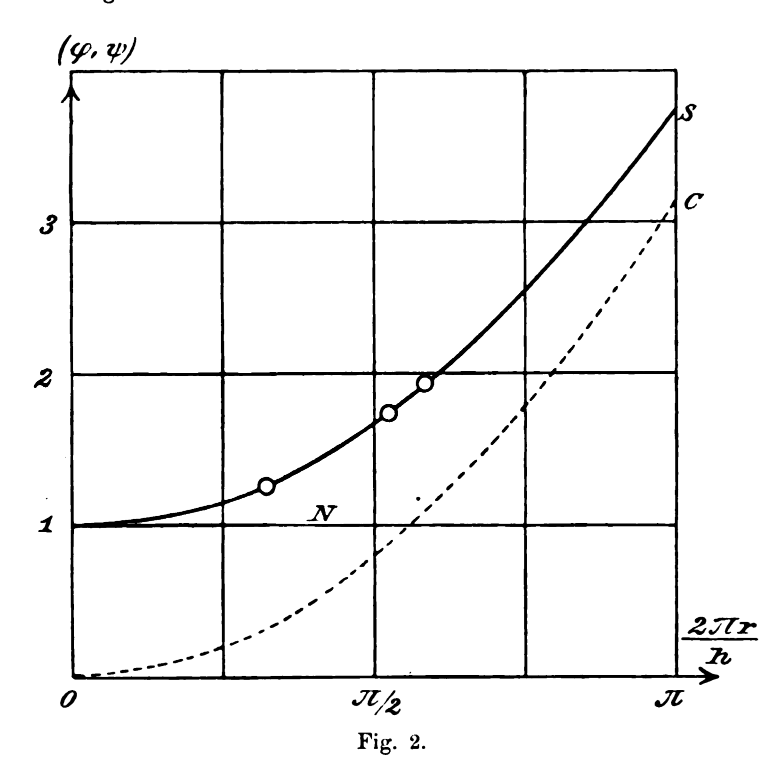


Fig. 2.

Da ich mich im Vorstehenden auf extreme Werte der Schwingungszahl beschränkte, konnte ich leider den Formeln des Herrn

---

zu $\Psi = 4$ hinaufgeht; sie würde sich dann im Gebiete dichter Wickelung gut der Sommerfeldschen φ-Kurve anpassen.

Man sieht sich also vor das Dilemma gestellt, in der Cohenschen Formel entweder wie es Cohen selbst tut mit dem Kreisquerschnitt für w_0 zu rechnen — (dann erhält man gute Werte im Bereiche mittlerer n) — oder quadratischen Querschnitt zu nehmen — (dann ergeben sich gute Werte nur für hohe bezw. ganz kleine [vgl. (1) u. Fig. 1] Schwingungszahlen). Im ersteren Falle würden dann, wie Fig. 2 zeigt, die Resultate für großes bezw. sehr kleines n, im anderen Falle dagegen die für mittlere n schlecht mit der strengen Formel und daher auch mit der Erfahrung übereinstimmen.

Nicholson nicht völlig gerecht werden, die ihr Wesentliches erst bei mittleren Schwingungszahlen geben.

3. Auch hinsichtlich des in der Note des Herrn Nicholson nur beiläufig berührten Vergleichs der Formeln mit den Meßresultaten erlaube ich mir einige Zusätze zu machen. Ich muß mich dabei allerdings etwas eingehender als Herr Nicholson auf die Cohensche Arbeit[1]) beziehen.

Entgegen der Meinung von Herrn Nicholson und Cohen möchte ich vor allem zeigen, daß die aus der ersten Sommerfeldschen Lösung folgenden Werte für die Widerstandserhöhung recht gut mit den Cohenschen Messungen übereinstimmen. Herr Cohen hatte nämlich in der betreffenden Tabelle (S. 170) unterlassen, die nach der Sommerfeldschen Formel berechneten Werte mit dem von Sommerfeld angegebenen Erfahrungskoeffizient 0,58 zu multiplizieren, der aus Messungen von M. Wien abgeleitet war[2]). Tut man dies, so ergeben sich die in der untenstehenden Tabelle unter Sommerfeld I angeführten Resultate.

Ich möchte ferner darauf hinweisen, daß die Meinung von Herrn Nicholson und Cohen, die Sommerfeldsche Formel behaupte eine Unabhängigkeit der Widerstandsänderung von der Ganghöhe, auf einem Irrtum beruht. In der ersten Arbeit hatte Sommerfeld vielmehr ausdrücklich gesagt, daß er bei seiner schematischen Behandlung des Problems von vornherein auf die Abhängigkeit von der Ganghöhe verzichte, um dafür die Abhängigkeit von der Frequenz möglichst übersichtlich darstellen zu können.

Um zu zeigen, daß die oben besprochene zweite Sommerfeldsche Lösung die Meßresultate gut wiedergibt, habe ich die hieraus folgenden Werte unter Sommerfeld II in die untenstehende Tabelle eingetragen. Dabei wurde die Näherungsformel (2) benutzt, die jedoch nur im Falle $\pi n \sigma r^2 < \frac{1}{5}$ angewendet werden darf. Ein Strich bedeutet, daß diese Bedingung nicht mehr erfüllt ist. Herr Cohen konnte die folgende Vergleichung nicht selbst durchführen, da die zweite Sommerfeldsche Arbeit später als die Cohensche erschienen ist.

1) l. c. pag. 170—173.

2) Die erste Sommerfeldsche Formel lautet für kleine Schwingungszahlen mit der eben genannten Korrektion:

$$\frac{w}{w_0} = 1 + 2{,}04 \cdot \pi^2 n^2 \sigma^2 r^4$$

Tabelle für $\frac{w - w_0}{w_0}$.

Wechselzahl	Cohen gemessen	Sommerfeld I	Cohen berechnet	Sommerfeld II
$2\pi \times 4050$	0,021	0,024	0,023	0,0236
$2\pi \times 5680$	0,045	0,046	0,044	0,0466
$2\pi \times 8310$	0,089	0,095	0,090	—
$2\pi \times 4050$	0,34	0,336	0,365	—
$2\pi \times 5680$	0,60	0,55	0,59	—
$2\pi \times 8310$	0,89	0,80	0,89 [1])	—
$2\pi \times 1280$	0,052	—	0,044	0,0528
$2\pi \times 896$	0,027	—	0,022	0,0258

Um die in Fig. 1 dargestellten Unterschiede zwischen den Formeln von Cohen und Sommerfeld experimentell zu prüfen, müßte man auf Schwingungszahlen von einigen 100 in 2π sec heruntergehen, während die kleinste Schwingungszahl bei Cohen etwa $5{,}6 \cdot 10^3$ beträgt. Von hier ab bis zu der höchsten Wechselzahl $5{,}2 \cdot 10^4$, die er in seinen Messungen benutzt, liefert, wie man aus der Tabelle ersieht, seine Formel durchaus befriedigende Werte, sofern man mit dem Kreisquerschnitt rechnet [vgl. die Anmerkung zu (3)]. Sie scheint aber um so unsicherer zu werden, je höher man mit der Wechselzahl hinaufgeht. Vergleicht man nämlich die in Fig. 2 als ○ eingetragenen bei $1 \cdot 10^6$ und $5 \cdot 10^6$ Wechseln in 2π sec ausgeführten Messungen von Black mit den Werten, die man aus der hier giltigen Cohenschen Formel (3) (vgl. die in Fig. 2 punktierte Parabel) erhält, so muß man zu dem Schlusse kommen, daß die Cohensche Formel für die in der drahtlosen Telegraphie gebräuchlichen Wechselzahlen zu versagen scheint.

München, Institut für theoretische Physik.

1) Ich fand bei einer sorgfältig ausgeführten Nachprüfung 0,93 hierfür.

(Eingesandt 1. Dezember 1910.)

Widerstand und Selbstinduktion von Spulen für Wechselstrom.[1])

Von **A. Esau.**

Bei Leitern, die von Wechselstrom durchflossen werden, tritt bekanntlich infolge der ungleichförmigen Stromverteilung im Drahtquerschnitt eine Erhöhung des Widerstandes und eine Abnahme des Selbstinduktionskoeffizienten ein. Diese Erscheinung ist für Spulen mit einer Windungslage, mehrlagige Spulen, verschiedene Drahtquerschnittsformen sowohl theoretisch wie experimentell behandelt worden.

Im folgenden sollen die verschiedenen Formeln zusammengestellt werden, wobei sich ergeben wird, daß infolge der mathematischen Schwierigkeiten das Problem ganz allgemein zu behandeln, jene nur für spezielle Fälle abgeleitet worden sind und daher in ihrer Gültigkeit auch nur auf diese beschränkt bleiben.

Auch wird sich zeigen, daß Versuche den Gültigkeitsbereich einer Formel zu erweitern anscheinend mit Erfolg unternommen worden sind, daß aber die Berechtigung für diese Erweiterungen in fast allen Fällen nur scheinbar ist und sich nicht im Einklang mit dem Experiment befindet.

Es sollen im folgenden bezeichnen:

ϱ Drahtradius bei kreisförmigem Querschnitt.

$\left.\begin{matrix} 2b \\ 2\varrho \end{matrix}\right\}$ Seitenlängen bei rechteckigem Querschnitt.

m Anzahl der Windungen.

c Länge der Spule.

$\frac{c}{m} = g$ Ganghöhe.

σ Spezifischer Widerstand (σ Kupfer $= 5{,}9 \cdot 10^{-4}$).

n Schwingungszahl in 2π-Sekunden.

W Effektiver Widerstand.

W_0 Gleichstromwiderstand.

L Effektiver Selbstinduktionskoeffizient.

L_0 Selbstinduktionskoeffizient für unendlich langsame Schwingungen.

δ Dekrement der Schwingungen.

---

1) Auszug aus der in den Ann. d. Phys. **34**, 1911 erschienenen Arbeit.

I. Widerstandserhöhung.

a) Einlagige Spulen.

α) Runder Drahtquerschnitt.

Formel von Wien[1])

$$\frac{W}{W_0} = 1 + 0{,}272 \left(\frac{2\pi^2 \varrho^2 \sigma n}{g}\right)^2$$

Sie gibt vorzügliche Übereinstimmung mit dem Experiment, solange die Schwingungszahl oder die Drahtstärke nicht sehr groß sind, d. h. der Ausdruck

$$4\varrho \sqrt{\frac{2\varrho}{g}} \sqrt{2\pi n \sigma} < 1{,}8 \text{ und die Ganghöhe}$$
$$g < 2\varrho \cdot 2{,}7$$

Außerdem muß das Verhältnis $\frac{\text{Länge der Spule}}{\text{Durchmesser}} > 7$ sein.

Mit wachsender Frequenz ergibt sie zu große Werte. Die Behauptung Nicholsons[2]), daß die Formel von Wien keine gute Übereinstimmung mit den „experimentellen Resultaten" zeigt, beruht wohl auf einem Irrtum, der dadurch entstanden ist, daß die obige Formel angewandt wurde auf Verhältnisse, die außerhalb des angeführten Gültigkeitsbereiches der Formel lagen.

Dem Einfluß der Ganghöhe trägt für denselben Gültigkeitsbereich die Formel von Sommerfeld[3]) Rechnung

$$\frac{W}{W_0} = 1 + \frac{1}{4}\pi^2 n^2 \sigma^2 \varrho^4 \left\{\frac{1}{3} + \left(\frac{2\pi\varrho}{g}\right)^2 + \frac{1}{216}\left(\frac{2\pi\varrho}{g}\right)^4 + \frac{1}{5184000}\left(\frac{2\pi\varrho}{g}\right)^8 + \cdots\right\}$$

Für $g = 2\varrho \cdot 6$ ergab diese Formel gegenüber dem Experiment ca. 2 % Abweichungen, die aber innerhalb der Grenzen der Beobachtungsfehler lagen. Mit größer und größer werdender Ganghöhe geht sie über in die bekannte Rayleighsche Formel für den geraden Draht.

Bei schnellen Schwingungen, wo der Ausdruck $k = \frac{\varrho}{2}\sqrt{2\pi n \sigma} > 6$, gilt ebenfalls nach Sommerfeld

1) M. Wien, Ann. d. Phys. 14, 1, 1904.
2) Nicholson, Jahrb. 4, Heft 1, S. 26.
3) Sommerfeld, Ann. d. Phys. 24, 609, 1907.

$$\frac{W}{W_0} = \frac{\varrho}{2}\sqrt{2\pi n \sigma}\,\varphi\left(\frac{2\pi\varrho}{g}\right)$$

Hierin ist unbestimmt der Wert der Funktion φ.

Aus Meßresultaten von Black[1]) ergeben sich folgende Werte der Funktion φ:

$$\begin{cases} \frac{2\varrho}{g} = 0, \frac{1}{10}, \frac{2}{10}, \frac{3}{10}, \frac{4}{10}, \frac{5}{10}, \frac{6}{10}, \frac{7}{10}, \frac{8}{10}, \frac{9}{10}, 1 \\ \varphi = 1{,}0,\ 1{,}0,\ 1{,}1,\ 1{,}27,\ 1{,}45,\ 1{,}67,\ 192,\ 2{,}2,\ 2{,}6,\ 3{,}1,\ 3{,}73 \end{cases}$$

Formel von Batelli[2]):

$$\frac{W}{w} = 2\beta\sqrt{2}\sqrt[4]{n\sigma}$$

w bedeutet den effektiven Widerstand eines geraden Drahtes von gleichem Querschnitt und gleicher Länge wie der der Spule.

Hiernach steigt dieses Verhältnis an mit wachsender Schwingungszahl, ist also keine Konstante, im Gegensatz zu den Formeln von Sommerfeld, Picciati und Cohen. Für praktische Fälle ist diese Formel nicht anwendbar, da der Koeffizient β in ihr unbestimmt bleibt.

Formel von Picciati[3]):

$$\frac{W}{W_0} = 1 + 0{,}266\,\varrho^4\pi^2 n^2\sigma^2$$

gültig für denselben Bereich wie die Wiensche Formel mit dem Unterschiede, daß hier die Windungen unendlich nahe beieinander angenommen werden, die Ganghöhe also nicht berücksichtigt wird.

Für schnelle Schwingungen ergibt sich

$$\frac{W}{W_0} = 1{,}234\,\varrho\sqrt{2\pi n\sigma}$$

Beide Formeln stimmen den Dimensionen nach überein mit der Wienschen bzw. der Sommerfeldschen Formel, wenn man dort $\frac{2\varrho}{g} = 1$ setzt.

Die Blackschen Meßresultate ergeben gute Übereinstimmung mit den aus dieser Formel berechneten, wenn man in letzterer die Ganghöhe einführt und setzt

1) Black, Ann. d. Phys. **19**, 157, 1906.
2) Batelli, Phys. Ztschr. **8**, 296, 530, 809, 1907.
3) Picciati, Il Nuovo Cimento, S. 351, 1906.

$$\frac{W}{W_0} = 1{,}234\,\varrho\,\sqrt{\frac{2\,\varrho}{g}}\sqrt{2\,\pi\,n\,\sigma}$$

Auch mit der Wienschen Formel stimmt dann die so korrigierte bis auf ca. 3 % überein.

Für die Ganghöhe gilt das gleiche wie bei der Formel von Wien.

Formel von Cohen[1]):

$$\frac{W}{W_0} = 1 + 256\,\varrho\left(\frac{2\,\varrho}{g}\right)^2 n^2\,\sigma^2 \sum_1^\infty \frac{1}{n^2(\alpha_n{}^2 + \beta_n{}^2)\,\alpha_n}$$

wo α_n und β_n abhängig sind von der Schwingungszahl und den Drahtdimensionen.

Abgeleitet wird diese Formel unter der Annahme, daß der Drahtquerschnitt quadratisch und der Abstand der Windungen klein ist.

Herr Cohen prüft die obige Formel an eigenen Meßresultaten, die sich auf Spulen mit rundem Drahtquerschnitt beziehen und findet befriedigende Übereinstimmung. Dabei liegen die Widerstandserhöhungen, die sehr gering sind, in der Gegend, wo die Kurve $\frac{W}{W_0} = f(\varrho\sqrt{2\pi n\sigma})$ nur außerordentlich wenig von der Geraden $\frac{W}{W_0} = 1$ abweicht, also die Verhältnisse sich noch nicht wesentlich von dem gleichförmig durchströmten Drahtquerschnitt unterscheiden.

Sobald die Funktion f größere Werte annimmt, werden die Abweichungen größer und größer wie ein Vergleich mit Meßresultaten des Verfassers ergibt. Die Abweichungen betragen hier 6 % und darüber.

Es ist auch kaum denkbar, daß die Art des Zusammendrängens der Stromlinien bei beiden Querschnittsformen in gleicher Weise vor sich gehen sollte.

Für schnelle Schwingungen wird

$$\frac{W}{W_0} = 2\,\varrho\left(\frac{2\,\varrho}{g}\right)^2\sqrt{2\,\pi\,n\,\sigma}$$

In gleicher Weise wie vorhin ergaben die hier noch berechneten Werte erhebliche Abweichungen von den Blackschen Meßresultaten, die sich ihrerseits der korrigierten Formel von Picciati gut anschließen.

Formel von Nicholson[2]):

---

1) Cohen, Bulletin of the Bureau of Standards **4**, Nr. 1, S. 160.

2) Nicholson, Jahrb. **4**, Heft 1 S. 26 und Phil. Mag. **19**, 77, 1910.

$$\frac{W}{W_0} = 1 + \frac{1}{12}\varrho^4\pi^2 n^2\sigma^2 - \frac{1}{180}(\varrho^4\pi^2 n^2\sigma^2)^2 + \cdots$$
$$- \frac{1}{32}\left(\frac{\varrho}{a}\right)^2 \cos^2\alpha\{1 - 5\sin^2\alpha\}\left\{1 + \frac{1}{24}\varrho^4\pi^2 n^2\sigma^2 - \cdots\right\}$$

wo a den Spulenradius und α den Drahtwinkel bedeutet.

Setzt man zur Abkürzung $\left(\frac{\varrho}{a}\right) = p$ und

$$\frac{1}{32}\cos^2\alpha(1 - 5\sin^2\alpha) = q$$

so wird

$$\frac{W}{W_0} = 1 - pq + \frac{1}{12}\left(1 - \frac{p\cdot q}{2}\right)\varrho^4\pi^2 n^2\sigma^2 + \cdots$$

Die Formel ist abgeleitet für eine lange Spule mit kreisförmigem Drahtquerschnitt und nicht zu kleinem Abstand der Windungen.

Die obige Formel ergibt, daß der effektive Widerstand einer solchen Spule kleiner ist wie der des geradlinig ausgespannten Drahtes.

Dieses Resultat steht im Widerspruch mit dem von Sommerfeld und Messungen des Verfassers, die gut mit den letzteren übereinstimmen.

Ferner ist der Einfluß der Ganghöhe nach der obigen Formel außerordentlich gering und vollständig vernachlässigbar. So ist z. B. für eine Ganghöhe, die das 20fache des Drahtdurchmessers beträgt, der Wert der Größe pq, die die Ganghöhe enthält, 0,000045, während nach Sommerfeld und Messungen des Verfassers schon bei Werten, die nur das 6fache des Drahtdurchmessers betragen, der Einfluß der Ganghöhe ca. 20 % ausmacht.

β) Rechteckiger bzw. quadratischer Drahtquerschnitt.

Formel von Sommerfeld-Esau[1]):

$$\frac{W}{W_0} = \frac{1 + \frac{\alpha^4}{5!} + \frac{\alpha^5}{9!} + \cdots}{1 + 2\frac{\alpha^4}{6!} + 2\frac{\alpha^8}{10!} + \cdots}$$

wo $\alpha = 4\varrho\sqrt{\frac{2b}{g}}\sqrt{2\pi\varkappa\sigma}$ gesetzt ist.

---

1) Sommerfeld-Esau, Ann. d. Phys. **34**, 65, 1911.

Sie ergibt sehr gute Übereinstimmung mit Meßresultaten des Verfassers bis zu Werten des $\alpha \leqq 6$ und Ganghöhen $g \leqq 2{,}7 \cdot 2\,\varrho$.

Für Werte $\alpha > 6$ liegen Messungen nicht vor. Bei größeren Ganghöhen ergibt die obige Formel analog wie beim kreisförmigen Drahtquerschnitt zu kleine Werte.

Eine Formel, die wie die Sommerfeldsche beim runden Draht den Einfluß noch größerer Ganghöhe berücksichtigt, existiert nicht.

γ) **Rechteckiger Spulenquerschnitt und rechteckiger bzw. quadratischer Drahtquerschnitt.**

$$\frac{W}{W_0} = \frac{1 + \frac{\alpha'^4}{5!} + \frac{\alpha'^5}{9!} + \cdots}{1 + 2\frac{\alpha'^4}{6!} + 2\frac{\alpha'^8}{10!} + \cdots}$$

wo

$$\alpha' = 4\,\varrho \sqrt{\frac{2\,b}{g}} \sqrt{2\,\pi\,n\,\sigma} \sqrt[4]{\frac{4\,r_1\,r_2}{(r_1 + r_2)^2}}$$

$2\,r_1$ und $2\,r_2$ bedeuten die mittleren Seitenlängen des Spulenquerschnittes. Messungen an solchen Spulen liegen nicht vor.

b) Mehrlagige Spulen.

α) Runder Drahtquerschnitt.

Formel von Wien[1]):

$$\frac{W}{W_0} = 1 + \frac{\pi^4\,\varrho^6\,m^2\,\sigma^2}{c^2}\left(1 - \frac{(r_1 + r_2)^2}{c^2}\right) n^2$$

r_1 und r_2 innerer bzw. äußerer Radius der Spule.

Sie gilt für Spulen, deren Länge groß gegen ihren Durchmesser ist (ca. 8 mal) und die Schwingungszahl nicht sehr groß wird. ($\alpha = 3\,\varrho\sqrt{2\,\pi\,n\,\sigma} < 3$) was aus experimentellen Daten des Verfassers folgt. Ferner ergibt sich aus ihnen, daß die Übereinstimmung um so besser wird, je größer die Lagenzahl der Spule ist (> 5).

Für flache Spulen, $\frac{\text{Länge}}{\text{Durchmesser}}$ klein, wird ebenfalls nach Wien[2])

$$\frac{W}{W_0} = 1 + \frac{\pi^4\,\varrho^6\,m^2\,\sigma^2}{(r_1 + r_2)^2}\left\{1 + \frac{3\,r_1^2}{(r_1 + r_2)^2}\right\}^2 n^2$$

1) M. Wien, Ann. d. Physik 14, 1 ff., 1904.

2) M. Wien, l. c.

Für den Gültigkeitsbereich dieser Formel gilt nach Meßresultaten des Verfassers das gleiche wie im vorigen Falle.

β) Rechteckiger bzw. quadratischer Drahtquerschnitt.

Formel von Esau[1]):

$$\frac{W}{W_0} = 1 + \frac{64}{3} \frac{b^2 \varrho^4 \pi^2 m^2 \sigma^2}{c^2} \left\{1 - \frac{(r_1 + r_2)^2}{c^2}\right\} n^2$$

Abgeleitet für lange Spulen und denselben Gültigkeitsbereich wie die vorigen. Experimentell ist diese wie auch die folgende Formel für flache Spulen bisher noch nicht untersucht worden.

Für flache Spulen wird unter den gleichen Voraussetzungen[2])

$$\frac{W}{W_0} = 1 + \frac{16}{3} \frac{b^2 \varrho^4 \pi^2 m^2 \sigma^2}{(r_1 + r_2)^2} \left(1 + \frac{3 r_1^2}{(r_1 + r_2)^2}\right)^2 n^2$$

Einfluß der Dämpfung auf den effektiven Widerstand.

Alle vorhin angeführten Formeln sind abgeleitet worden für ungedämpfte Schwingungen. Setzt man hingegen gedämpfte voraus, so nehmen die Formeln eine andere Gestalt an. Verfasser hat diese Rechnung durchgeführt für den von Sommerfeld behandelten Fall einer langen Spule mit quadratischen Drahtquerschnitt und unendlich nahe aneinander liegenden Windungen. Es wird hier der allgemeine Ausdruck für $\frac{W}{W_0}$ sehr kompliziert, weshalb nur zwei Spezialfälle diskutiert werden.

Langsame Schwingungen

$$\frac{W}{W_0} = 1 + \frac{16}{45} s^4 \pi^2 n^2 \sigma^2 \{1 + \delta^2\}$$

s Drahtdicke.

Der Widerstand wächst unter dem Einfluß der Dämpfung.

Schnelle Schwingungen

$$\frac{W}{W_0} = s \sqrt{2 \pi n \sigma} \left(1 - \frac{1}{8} \delta^2\right)$$

In diesem Falle nimmt er im Gegensatz zum vorigen mit wachsender Dämpfung ab.

Der Einfluß der Dämpfung ist bei den praktisch vorkommenden

1) Esau, Ann. d. Phys. 34, 82, 1911.

2) Esau, l. c.

Werten von δ nicht sehr groß und in allen Fällen, wo man nicht einen sehr hohen Grad der Genauigkeit erreichen will, vernachlässigbar.

Experimentelle Bestätigungen dieser Formeln liegen nicht vor; wohl aber sind Messungen an Spulen mit rundem Drahtquerschnitt gemacht worden von Herrn Rusch[1]). Sie bestätigen für die langsamen Schwingungen qualitativ die Formel, indem die gemessenen Werte des $\frac{W}{W_0}$ größer sind wie die nach den früheren für ungedämpfte Schwingungen abgeleiteten Formeln berechneten Werte.

Dasselbe gilt für Messungen von Black bei schnellen Schwingungen, ebenfalls an rundem Draht.

Man ist daher wohl berechtigt zu der Annahme, daß die Dämpfung bei Spulen mit verschiedenem Drahtquerschnitt qualitativ in gleicher Weise wirkt. Ferner ergaben auch Spulen mit mehreren Windungslagen dasselbe Resultat, wie aus anderen Messungen von Rusch hervorgeht. Man kann daher auch die mehrlagigen Spulen den einlagigen ohne weiteres angliedern.

Formel von Rusch[2]).

Nicht im Einklang mit dem Gesagten steht die Formel von Herrn Rusch für denselben Fall, wonach

$$\frac{W}{W_0} = 1 + \frac{16}{45} s^4 \pi^2 n^2 \sigma^2 - \delta^2 \left(\frac{1}{2} - \frac{8}{45} s^4 \pi^2 n^2 \sigma^2\right)$$

und

$$\frac{W}{W_0} = s \sqrt{2 \pi n \sigma} \left(1 + \frac{1}{2} \delta + \frac{1}{8} \delta^2\right)$$

wird.

Hiernach würde gerade das Umgekehrte eintreten und außerdem der Einfluß der Dämpfung ein viel bedeutender sein.

Der Grund für die Abweichungen liegt in Vernachlässigungen, die Herr Rusch im Laufe der Rechnung eintreten läßt.

II. Abnahme des Selbstinduktionskoeffizienten.

a) Einlagige Spulen.

α) Runder Drahtquerschnitt.

Theoretisch sind Formeln für diesen Fall nicht abgeleitet worden. Messungen des Verfassers an Spulen ergaben in einem Schwin-

1) Rusch, Vierteljahrsschrift der Nat. Ges. in Zürich 53, 74, 1908.
2) Rusch, l. c.

gungsintervall von 600—6000 Schwingungen pro Sekunde eine Abnahme von ca. $1\frac{1}{2}$—2 %.

β) **Rechteckiger bzw. quadratischer Drahtquerschnitt.**

Formel von Coffin-Esau[1]):

$$\frac{L_n - L\infty}{L\infty} = \frac{2}{3}\,\frac{2\varrho}{r-\varrho}\,Q$$

L_n Selbstinduktionskoeffizient für die Schwingungszahl n, $L\infty$ für unendlich schnelle Schwingungen, wo der Strom ganz auf der Innenfläche der Spule konzentriert ist.

Tabelle für Q.

α	Q	α	Q
0	1,000	7,0	0,429
0,5	0,999	8,0	0,375
1,0	0,998	9,0	0,333
2,0	0,976	10,0	0,300
3,0	0,893	20,0	0,181
4,0	0,752	50,0	0,060
5,0	0,610	100,0	0,010
6,0	0,503		

Für schnelle Schwingungen ($\alpha > 6$)

$$\frac{L_n - L\infty}{L\infty} = \frac{1}{\alpha}\,\frac{1}{r-\varrho}$$

$$\left(\alpha = 4\varrho\sqrt{\frac{2b}{g}}\sqrt{2\pi n\sigma}\right)$$

Die obige Formel zeigt gute Übereinstimmung mit Messungen des Verfassers.

b) Mehrlagige Spulen.

α) **Runder Drahtquerschnitt.**

Experimentelle Daten des Verfassers[2]) ergaben, daß die prozentuale Abnahme der Selbstinduktion bei langen Rollen kleiner ist wie bei flachen.

Mit wachsender Schichtenzahl wird die Abnahme geringer.

1) Coffin-Esau, Ann. d. Physik **34**, 76, 1911.
2) Esau, Ann. d. Physik **34**, 89, 1911.

Einfluß der Dämpfung auf die Selbstinduktion[1]).

Verfasser hat die Rechnung unter Annahme gedämpfter Schwingungen für die Selbstinduktionsabnahme durchgeführt für denselben Fall, der bei der Widerstandserhöhung näher beschrieben worden ist.

Auch hier wird die allgemeine Formel sehr kompliziert und es sollen deshalb wieder analog wie vorhin die langsamen und die schnellen Schwingungen betrachtet werden.

Langsame Schwingungen.

$$\frac{L}{L_0} = 1 - \frac{22}{315} s^4 \pi^2 n^2 \sigma^2 \left\{1 - \frac{21}{2 s^2 \pi n \sigma} \delta - \frac{15}{2} \delta^2\right\}$$

Die Selbstinduktion nimmt unter dem Einfluß der Dämpfung weniger stark ab.

Es tritt hier der interessante Fall ein, daß der Selbstinduktionskoeffizient größer werden kann wie der Wert für unendlich langsame Schwingungen. Man muß drei Fälle unterscheiden, je nachdem die obige Klammer Ausdruck $\gtreqless 0$ ist. L wird dann $\lesseqgtr L_0$.

Ferner ergibt sich, daß bei einer Spule bestimmter Dimension die Werte des δ, bei denen $L = L_0$ wird, mit der Schwingungszahl wachsen.

In Fig. 1 ist der Verlauf des Selbstinduktionskoeffizienten für verschiedene δ-Werte aufgezeichnet.

Zum Vergleich mögen wieder die Messungen des Herrn Rusch herangezogen werden.

Sie bestätigen qualitativ unsere Formel, indem die gemessenen Werte der Selbstinduktion zuerst größer sind, wie ihre Nullwerte, dann gleich diesem Werte und schließlich kleiner und kleiner werden.

Da auch die mehrlagigen Spulen Messungen von Herrn Rusch dasselbe Resultat ergaben, so kann man auch hier wieder annehmen, daß der Einfluß der Dämpfung auf die Selbstinduktion bei Spulen mit einer Windungslage und mehrlagigen Spulen sowie bei verschiedenen Drahtquerschnittsformen qualitativ derselbe ist.

Bei schnellen Schwingungen lautet unsere Formel

$$\frac{L}{L_0} = \frac{3}{2 s \sqrt{2 \pi n \sigma}} \left(1 + \delta - \frac{1}{8} \delta^2\right)$$

Also auch hier ein weniger starkes Abnehmen mit zunehmender Dämpfung.

---

1) Esau, Ann. d. Physik 34, 1911.

III. Beseitigung der ungleichförmigen Stromverteilung.

Die Frage nach der besten Wickelungsart von mehrlagigen Spulen, d. h. dem geringsten Widerstand bei möglichst großer Selbstinduktion, legte den Gedanken nahe, die Anzahl der Windungen in den verschiedenen Schichten von innen nach außen abnehmen zu lassen. Verfasser hat die Rechnung durchgeführt für den Sommerfeldschen Fall, wobei es sich zeigte, daß eine Herabsetzung der Widerstandsvergrößerung auf diesem Wege nicht erreicht werden konnte. Als günstigste Form der Spule ergab sich die einlagige.

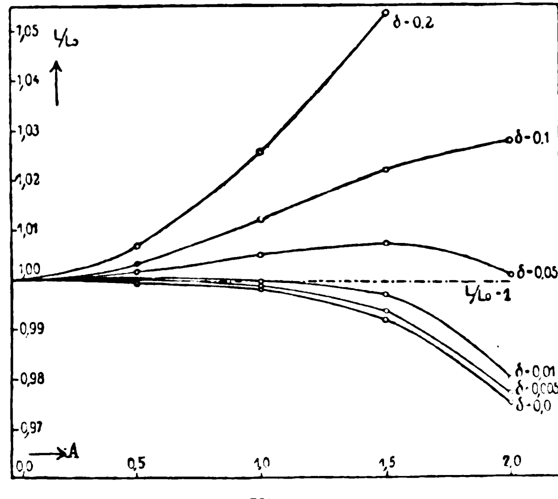


Fig. 1.

Von Herrn Dolezalek ist gezeigt worden, daß eine feine Unterteilung des Drahtes die Widerstandsvermehrung stark herabsetzt. Solche Spulen sind dann genauer von Herrn Lindemann[1]) untersucht worden. Er findet, daß die Widerstandserhöhung bei ihnen proportional mit dem Quadrat der Schwingungszahl wächst und um so kleiner wird, je feiner man den Draht unterteilt. Man hat dabei besonders zu beachten, daß die Isolation der einzelnen Adern eine gute ist und daß diese mehrfach verdrillt sind. (Eine bloße Unterteilung für das Gebiet der schnellen Schwingungen genügt nicht.) Bei mangelhafter Isolation zeigen Litzen unter Umständen größere Widerstandserhöhungen

1) Lindemann, Verhdl. d. Phys. Gesellschaft 1909 S. 682; 1910 S. 572.

wie Massivdrähte. Durch die von ihm mitgeteilten Versuche ist der Beweis erbracht, daß eine ideale Verdrillung von Litzen, d. h. eine gleichmäßige Verteilung des Stromes auf die verdrillten Einzeldrähte erreicht werden kann. Derartige Spulen verbürgen Unabhängigkeit des Selbstinduktionskoeffizienten von der Frequenz.

Bei mehrlagigen Spulen aus Litzen zeigte sich indessen, daß die Widerstandserhöhung schneller wuchs als mit dem Quadrat der Schwingungszahl. Herr Lindemann konnte zeigen, daß der Einfluß der Eigenkapazität solcher Spulen die Ursache jener Abweichungen war, die natürlich bei mehrlagigen Spulen bedeutender sein mußte wie bei nur einer Windungslage. Seine Meßresultate zeigen befriedigende Übereinstimmung mit der von ihm abgeleiteten Formel

$$W = \frac{W_0 + a\,n^2 + b\,n^3}{(1 - n^2 L \gamma)^2}$$

a und b sind Konstanten, γ die Eigenkapazität der Spule.

Herr Meißner untersucht ebenfalls Litzenspulen und findet, daß für Spulen geringer Dämpfung nur fein unterteilte Litzen in Frage kommen und daß die günstigste Spulenform die einer Flachspule ist. Man kann aus seinen Resultaten ganz allgemein entnehmen, daß man bei gegebener Drahtstärke und Schwingungszahl eine günstigste Drahtzahl finden kann, bei der eine Spule gegebener Selbstinduktion und Dimension ein Minimum der Dämpfung besitzt.

Ferner ergibt sich aus dem Vorhergehenden, daß man für letzteren Zweck am besten einlagige Spulen wählt, da bei ihnen die Widerstandsvergrößerung am geringsten ist und nicht in demselben Maße von der Eigenkapazität beeinflußt wird wie dies bei mehrlagigen der Fall ist.

Halle a. S., den 21. Februar 1911.

(Eingesandt 20. Februar 1911.)

Wirbelstromverluste in und effektiver Widerstand von geraden, runden Metallzylindern.

Formelsammlung und Tabellen von **P. O. Pedersen.**

Die Berechnung der Wirbelstromverluste und anderer damit in Verbindung stehender Größen für gerade, runde Metallzylinder, welche in einem harmonisch variierenden, magnetischen Feld, dessen Richtung

der Achse des Zylinders parallel ist, angebracht sind, bietet an und für sich keinerlei Schwierigkeiten dar und ist vor langer Zeit durchgeführt worden. Die Resultate erhält man mittels Besselscher Funktionen komplexen Arguments oder der damit verwandten, von Lord Kelvin eingeführten *ber*- und *bei*-Funktionen; diese letzteren werden im folgenden auch benutzt werden.

Für die praktische Anwendung der gefundenen Resultate ist es indessen sehr lästig, daß die Reihenentwickelungen, welche man für die genannten Funktionen hat, für Argumente, die größer als 2—3 sind, recht langsam konvergieren. Diesem wird teilweise dadurch abgeholfen, daß für diese Funktionen andere Entwickelungen existieren, die, wenn das Argument größer als 6 ist, bei recht guter Annäherung benutzt werden können. Es bleibt jedoch das für die Praxis wichtige Gebiet für Argumente, die zwischen 2 und 6 liegen, übrig, innerhalb deren keine der genannten Entwickelungen sich mit Vorteil verwenden läßt.

Von mehreren Seiten ist in letzter Zeit versucht worden, brauchbare Annäherungsformeln aufzustellen; in dieser Hinsicht ist namentlich auf Arbeiten von A. Russel[1]) zu verweisen, dem man den größten Teil der unten angeführten Annäherungsformeln verdankt, sowie auf die von H. G. Savidge[2]). Die letzte dieser Arbeiten enthält auch eine Anzahl wertvoller Tabellen. Das Tafelintervall ist indessen so groß, nämlich gleich 1, daß man durch Interpolation die dazwischenliegenden Werte nicht bestimmen kann. Dasselbe gilt von den in E. Jahnke u. F. Emden: Funktionstafeln (Leipzig 1909) gegebenen Tabellen, die auch einige Fehler enthalten.

Für die Funktionen $r(2\sqrt{2}\cdot x)$ und $l(2\sqrt{2}\cdot x)$, s. § 3 und Tab. 3, hat J. Zenneck graphische Darstellungen gegeben[3]). Derselbe Verfasser hat auch den effektiven Widerstand von Kupferdrähten für verschiedene Durchmesser und Frequenzen mit einer Genauigkeit von 1—2 % gegeben[4]).

Da obengenanntes Problem für Physiker und Techniker eine große und wachsende Bedeutung hat, nehme ich an, daß die nachfolgenden Tabellen von Interesse sein werden. Die Tabellen umfassen die Argumente von 0 bis 6; das Tafelintervall ist 0,05 für die abgeleiteten

---

1) Phil. Mag. Vol. 17, S. 524, 1909.

2) Phil. Mag. Vol. 19, S. 49, 1910.

3) Ann. d. Phys. 11, 1135, 1903.

4) J. Zenneck, Elektrom. Schwingungen, Tab. 6, Stuttgart 1905; J. Zenneck, Leitf. d. drahtl. Tel., Tab. 7, Stuttgart 1909.

Funktionen (Tabelle 3 S. 506—509), die man direkt in der Praxis benutzt, während es für die anderen Funktionen (Tabelle 1 und 2 S. 504 u. 505) 0,2 beträgt. Die Berechnung ist auf folgende Weise vorgenommen worden: In dem „Report of the British Association 1893" sind die Werte von *ber* und *bei* mit 9 Dezimalen für die Argumente von 0 bis 6 mit dem Tafelinterval 0,2 angeführt. Durch numerische Differentiation sind hiernach die Werte von *ber'* und *bei'* für dieselben Argumente mit 7 Dezimalen berechnet worden. Mittels dieser 4 Funktionen sind alle die anderen Funktionen mit 5 à 6 Dezimalen berechnet worden. Die dazwischen liegenden Werte der in der Tabelle 3 angeführten Funktionen sind darauf durch Interpolation bestimmt worden; es sind dann die letzten Ziffern weggelassen, so daß in der Tabelle nur 4 Ziffern angeführt sind. In der Tabelle 3 können dazwischen liegende Werte durch einfache Interpolation bestimmt werden, ohne daß der Fehler $\pm 1\,^0/_{00}$ übersteigt. Die numerischen Berechnungen sind hauptsächlich von Herrn mag. sc. A. W. Marke ausgeführt worden.

Die Bedeutung der benutzten Funktionen und Bezeichnungen geht aus den in den § 1—4 gegebenen Zusammenstellungen von Formeln und Definitionen hervor. Gleichzeitig sind Annäherungsformeln angeführt, welche, ohne daß der Fehler $\pm 1\,^0/_{00}$ übersteigt, teils für $x < 1$, teils für $x > 6$ verwendet werden können.

§ 1. Ein Teil der verwendeten Funktionen ist durch die Gleichungen (1) bis (10) in untenstehender Zusammenstellung, die gleichzeitig einige der wichtigsten Relationen zwischen diesen Funktionen enthält, definiert. Für den praktischen Gebrauch haben die Funktionen X, Y, Z und W die größte Bedeutung.

$$ber\, x = 1 - \frac{x^4}{2^2 \cdot 4^2} + \frac{x^8}{2^2 \cdot 4^2 \cdot 6^2 \cdot 8^2} - \frac{x^{12}}{2^2 \cdot 4^2 \cdot 6^2 \cdot 8^2 \cdot 10^2 \cdot 12^2} + \cdots \tag{1}$$

$$bei\, x = \frac{x^2}{2^2} - \frac{x^6}{2^2 \cdot 4^2 \cdot 6^2} + \frac{x^{10}}{2^2 \cdot 4^2 \cdot 6^2 \cdot 8 \cdot 10^2} - \cdots \tag{2}$$

$$ber'\, x = \frac{d\, ber\, x}{d\, x} = -\frac{x^3}{2^2 \cdot 4} + \frac{x^7}{2^2 \cdot 4^2 \cdot 6^2 \cdot 8} - \cdots \tag{3}$$

$$bei'\, x = \frac{d\, bei\, x}{d\, x} = \frac{x}{2} - \frac{x^5}{2^2 \cdot 4^2 \cdot 6} + \frac{x^9}{2^2 \cdot 4^2 \cdot 6^2 \cdot 8^2 \cdot 10} - \cdots \tag{4}$$

$$X(x) = ber^2 x + bei^2 x \tag{5}$$

$$Y(x) = ber'^2 x + bei'^2 x \tag{6}$$

Tabelle 1.

x	*ber x*		*bei x*		*ber' x*		*bei' x*		x
0,0	+ 1	00000	+ 0	00000	— 0	00000	+ 0	00000	0,0
0,2	0	99998	0	01000	0	00050	0	10000	0,2
0,4	0	99960	0	04000	0	00400	0	19997	0,4
0,6	0	99798	0	08998	0	01350	0	29980	0,6
0,8	0	99360	0	15989	0	03199	0	39915	0,8
1,0	0	98438	0	24957	0	06245	0	49740	1,0
1,2	0	96763	0	35870	0	10781	0	59352	1,2
1,4	0	94008	0	48673	0	17093	0	68601	1,4
1,6	0	89789	0	63273	0	25454	0	77274	1,6
1,8	0	83672	0	79526	0	36118	0	85093	1,8
2,0	0	75173	0	97229	0	49307	0	91701	2,0
2,2	0	63769	1	16097	0	65200	0	96661	2,2
2,4	0	48905	1	35749	0	83920	0	99443	2,4
2,6	0	30009	1	55688	1	05513	0	99426	2,6
2,8	+ 0	06511	1	75285	1	29926	0	95897	2,8
3,0	— 0	22138	1	93759	1	56985	0	88048	3,0
3,2	0	56438	2	10157	1	86362	0	74992	3,2
3,4	0	96804	2	23345	2	17550	0	55769	3,4
3,6	1	43531	2	31986	2	49825	+ 0	29366	3,6
3,8	1	96742	2	34543	2	82216	— 0	05253	3,8
4,0	2	56342	2	29269	3	13465	0	49114	4,0
4,2	3	21948	2	14217	3	41995	1	03186	4,2
4,4	3	92831	1	87256	3	65877	1	68325	4,4
4,6	4	67836	1	46104	3	82801	2	45201	4,6
4,8	5	45308	0	88366	3	90060	3	34218	4,8
5,0	6	23008	+ 0	11603	3	84534	4	35414	5,0
5,2	6	98035	— 0	86584	3	62697	5	48350	5,2
5,4	7	66739	2	08452	3	20636	6	71986	5,4
5,6	8	24658	3	55975	2	54096	8	04536	5,6
5,8	8	66445	5	30684	1	58551	9	43325	5,8
6,0	— 8	85832	— 7	33475	— 0	29308	— 10	84622	6,0

Tabelle 2.

x	$X(x)$		$Y(x)$		$Z(x)$		$W(x)$		x
0,0	1	0000	0	0000	0	0000	0	0000	0,0
0,2	1	0001	$10^{-2}\times 1$	0000	$10^{-4}\times 5$	0000	$10^{-1}\times 1$	0000	0,2
0,4	1	0008	$10^{-2}\times 4$	0005	$10^{-3}\times 4$	0003	$10^{-1}\times 2$	0005	0,4
0,6	1	0041	$10^{-2}\times 9$	0061	$10^{-2}\times 1$	3505	$10^{-1}\times 3$	0040	0,6
0.8	1	0128	$10^{-1}\times 1$	6034	$10^{-2}\times 3$	2034	$10^{-1}\times 4$	0171	0,8
1,0	1	0313	$10^{-1}\times 2$	5130	$10^{-2}\times 6$	2663	$10^{-1}\times 5$	0521	1,0
1,2	1	0650	$10^{-1}\times 3$	6389	$10^{-1}\times 1$	0858	$10^{-1}\times 6$	1298	1,2
1,4	1	1207	$10^{-1}\times 4$	9982	$10^{-1}\times 1$	7322	$10^{-1}\times 7$	2810	1,4
1,6	1	2066	$10^{-1}\times 6$	6192	$10^{-1}\times 2$	6038	$10^{-1}\times 8$	5489	1,6
1,8	1	3325	$10^{1-}\times 8$	5453	$10^{-1}\times 3$	7450	$10^{-1}\times 9$	9922	1,8
2,0	1	5105	1	0840	$10^{-1}\times 5$	2095	1	1688	2.0
2,2	1	7545	1	3594	$10^{-1}\times 7$	0643	1	3733	2,2
2,4	2	0819	1	6932	$10^{-1}\times 9$	3951	1	6255	2,4
2,6	2	5139	2	1019	1	2313	1	9411	2,6
2,8	3	0767	2	6077	1	5963	2	3399	2,8
3,0	3	8033	3	2397	2	0535	2	8468	3,0
3,2	4	7351	4	0355	2	6278	3	4933	3,2
3.4	5	9254	5	0438	3	3515	4	3190	3,4
3,6	7	4419	6	3275	4	2670	5	3741	3,6
3,8	9	3718	7	9674	5	4292	6	7225	3,8
4,0	10×1	1828	10×1	0067	6	9094	8	4457	4,0
4,2	10×1	4954	10×1	2761	8	8000	10×1	0648	4,2
4,4	10×1	8938	10×1	6220	10×1	1221	10×1	3464	4,4
4,6	10×2	4022	10×2	0666	10×1	4826	10×1	7064	4,6
4,8	10×3	0517	10×2	6385	10×1	8317	10×2	1672	4,8
5,0	10×3	88[illegible]7	10×3	3745	10×2	3452	10×2	7573	5,0
5,2	10×4	9475	10×4	3224	10×3	0065	10×3	5136	5,2
5,4	10×6	3134	10×5	5437	10×3	8592	10×4	4840	5,4
5,6	10×8	0678	10×7	1184	10×4	9594	10×5	7302	5,6
5,8	$10^2\times 1$	0324	10×9	1500	10×6	3798	10×7	8320	5,8
6,0	$10^2\times 1$	3227	$10^2\times 1$	1773	10×8	2151	10×9	3930	6,0

Tabelle 3.

x	$\varphi(x)$		$S(x$		$\delta(x)$		$w(x)$		$r(x)$		$l(x)$		$l_1(x)$		x
0,00	1	0000	1	0000	0	0000	0	0000	1	000	0	0000	6	5000	0,00
0,05	1	0000	1	0000	0	0003	0	0006	1	000	0	0003	0	5000	0,05
0,10	1	0000	1	0000	0	0013	0	0025	1	000	0	0013	0	5000	0,10
0,15	1	0000	1	0000	0	0028	0	0056	1	000	0	0028	0	5000	0,15
0,20	1	0000	1	0000	0	0050	0	0100	1	000	0	0050	0	5000	0,20
0,25	0	9999	0	9999	0	0078	0	0156	1	000	0	0078	0	5000	0,25
0,30	0	9999	0	9998	0	0113	0	0225	1	000	0	0113	0	5000	0,30
0,35	0	9998	0	9997	0	0153	0	0306	1	000	0	0153	0	5000	0,35
0,40	0	9997	0	9995	0	0200	0	0400	1	000	0	0200	0	5000	0,40
0,45	0	9995	0	9992	0	0253	0	0506	1	000	0	0253	0	5000	0,45
0,50	0	9992	0	9987	0	0312	0	0624	1	000	0	0312	0	4999	0,50
0,55	0	9988	0	9981	0	0378	0	0754	1	001	0	0378	0	4999	0,55
0,60	0	9983	0	9973	0	0450	0	0897	1	001	0	0450	0	4998	0,60
0,65	0	9977	0	9963	0	0527	0	1051	1	001	0	0528	0	4998	0,65
0,70	0	9969	0	9950	0	0611	0	1217	1	001	0	0612	0	4997	0,70
0,75	0	9959	0	9935	0	0701	0	1394	1	002	0	0703	0	4996	0,75
0,80	0	9947	0	9916	0	0798	0	1581	1	002	0	0799	0	4995	0,80
0,85	0	9933	0	9893	0	0900	0	1780	1	003	0	0902	0	4993	0,85
0,90	0	9916	0	9866	0	1007	0	1988	1	003	0	1011	0	4991	0,90
0,95	0	9896	0	9834	0	1121	0	2205	1	004	0	1126	0	4989	0,95
1,00	0	9873	0	9798	0	1240	0	2430	1	005	0	1247	0	4987	1,00
1,05	0	9846	0	9756	0	1365	0	2664	1	006	0	1374	0	4984	1,05
1,10	0	9816	0	9708	0	1495	0	2903	1	008	0	1507	0	4981	1,10
1,15	0	9781	0	9654	0	1631	0	3149	1	009	0	1646	0	4977	1,15
1,20	0	9742	0	9593	0	1771	0	3399	1	011	0	1790	0	4973	1,20
1,25	0	9699	0	9526	0	1917	0	3652	1	013	0	1941	0	4969	1,25
1,30	0	9651	0	9451	0	2067	0	3906	1	015	0	2097	0	4963	1,30
1,35	0	9598	0	9370	0	2221	0	4162	1	017	0	2259	0	4957	1,35
1,40	0	9541	0	9282	0	2379	0	4416	1	020	0	2426	0	4951	1,40
1,45	0	9478	0	9186	0	2541	0	4668	1	023	0	2598	0	4944	1,45
1,50	0	9410	0	9083	0	2706	0	4916	1	026	0	2776	0	4936	1,50

Tabelle 3 (Fortsetzung).

x	$\varphi(x)$		$S(x)$		$\delta(x)$		$w(x)$		$r(x)$		$l(x)$		$l_1(x)$		x
1,50	0	9410	0	9083	0	2706	0	4916	1	026	0	2776	0	4936	1,50
1,55	0	9337	0	8973	0	2875	0	5159	1	029	0	2959	0	4927	1,55
1,60	0	9258	0	8857	0	3046	0	5395	1	033	0	3147	0	4917	1,60
1,65	0	9175	0	8734	0	3219	0	5623	1	037	0	3340	0	4907	1,65
1,70	0	9087	0	8605	0	3394	0	5841	1	042	0	3537	0	4895	1,70
1,75	0	8995	0	8471	0	3571	0	6049	1	047	0	3738	0	4883	1,75
1,80	0	8898	0	8332	0	3748	0	6245	1	052	0	3944	0	4870	1,80
1,85	0	8797	0	8188	0	3926	0	6429	1	058	0	4154	0	4855	1,85
1 90	0	8692	0	8041	0	4104	0	6599	1	064	0	4368	0	4840	1,90
1,95	0	8583	0	7891	0	4281	0	6756	1	071	0	4585	0	4823	1,95
2,00	0	8472	0	7738	0	4457	0	6898	1	078	0	4806	0	4806	2,00
2,05	0	8357	0	7583	0	4632	0	7026	1	086	0	5029	0	4787	2,05
2,10	0	8241	0	7428	0	4805	0	7138	1	094	0	5256	0	4767	2,10
2,15	0	8122	0	7272	0	4976	0	7237	1	102	0	5485	0	4746	2,15
2,20	0	8002	0	7116	0	5144	0	7321	1	111	0	5716	0	4724	2,20
2,25	0	7881	0	6961	0	5309	0	7391	1	121	0	5949	0	4701	2,25
2,30	0	7759	0	6808	0	5470	0	7447	1	131	0	6185	0	4676	2,30
2,35	0	7637	0	6656	0	5627	0	7490	1	141	0	6421	0	4651	2,35
2,40	0	7515	0	6507	0	5780	0	7521	1	152	0	6659	0	4624	2,40
2,45	0	7393	0	6360	0	5928	0	7540	1	164	0	6897	0	4596	2,45
2,50	0	7272	0	6216	0	6072	0	7549	1	175	0	7137	0	4567	2,50
2,55	0	7152	0	6076	0	6210	0	7547	1	188	0	7376	0	4537	2,55
2,60	0	7034	0	5939	0	6343	0	7535	1	201	0	7616	0	4506	2,60
2,65	0	6917	0	5807	0	6471	0	7516	1	214	0	7855	0	4474	2,65
2,70	0	6801	0	5678	0	6594	0	7488	1	228	0	8094	0	4441	2,70
2,75	0	6687	0	5553	0	6711	0	7453	1	242	0	8333	0	4407	2,75
2,80	0	6576	0	5432	0	6822	0	7412	1	256	0	8570	0	4373	2,80
2,85	0	6467	0	5316	0	6928	0	7366	1	271	0	8807	0	4337	2,85
2,90	0	6360	0	5203	0	7029	0	7314	1	286	0	9042	0	4301	2,90
2,95	0	6255	0	5095	0	7124	0	7259	1	302	0	9276	0	4264	2,95
3,00	0	6153	0	4990	0	7214	0	7199	1	318	0	9508	0	4226	3,00

Tabelle 3 (Fortsetzung).

x	$\varphi(x)$		$S(x)$		$\delta(x)$		$w(x)$		$r(x)$		$l(x)$		$l_1(x)$		x
3,00	0	6153	0	4990	0	7214	0	7199	1	318	0	951	0	4226	3,00
3,05	0	6053	0	4890	0	7298	0	7137	1	334	0	974	0	4188	3,05
3,10	0	5956	0	4793	0	7378	0	7072	1	351	0	997	0	4149	3,10
3,15	0	6862	0	4700	0	7452	0	7005	1	368	1	019	0	4109	3,15
3,20	0	5770	0	4611	0	7522	0	6937	1	385	1	042	0	4070	3,20
3,25	0	5680	0	4525	0	7588	0	6867	1	402	1	064	0	4030	3,25
3,30	0	5593	0	4443	0	7649	0	6797	1	420	1	086	0	3990	8,30
3,35	0	5409	0	4364	0	7707	0	6726	1	438	1	108	0	3949	3,35
3,40	0	5427	0	4288	0	7760	0	6654	1	456	1	130	0	3909	3,40
3,45	0	5348	0	4215	0	7810	0	6583	1	474	1	151	0	3868	3,45
3,50	0	5270	0	4144	0	7856	0	6512	1	492	1	172	0	3828	3,50
3,55	0	5195	0	4077	0	7900	0	6441	1	510	1	193	0	3787	3,55
3,60	0	5123	0	4012	0	7940	0	6371	1	529	1	214	0	3746	3,60
3,65	0	5052	0	3949	0	7978	0	6301	1	547	1	234	0	3707	3,65
3,70	0	4984	0	3889	0	8013	0	6233	1	566	1	255	0	3666	3,70
3,75	0	4917	0	3831	0	8045	0	6165	1	584	1	275	0	3626	3,75
3,80	0	4853	0	3775	0	8076	0	6098	1	603	1	295	0	3586	3,80
3,85	0	4790	0	3721	0	8105	0	6032	1	622	1	314	0	3547	3,85
3,90	0	4729	0	3669	0	8132	0	5968	1	641	1	334	0	3508	3,90
3,95	0	4670	0	3619	0	8157	0	5904	1	659	1	353	0	3470	3,95
4,00	0	4613	0	3570	0	8181	0	5842	1	678	1	373	0	3432	4,00
4,05	0	4557	0	3523	0	8203	0	5781	1	697	1	392	0	3394	4,05
4,10	0	4503	0	3478	0	8225	0	5721	1	715	1	411	0	3357	4.10
4,15	0	4450	0	3434	0	8245	0	5662	1	734	1	430	0	3310	4,15
4,20	0	4399	0	3391	0	8264	0	5605	1	752	1	448	0	3284	4,20
4,25	0	4349	0	3349	0	8283	0	5548	1	771	1	467	0	3248	4,25
4,30	0	4300	0	3309	0	8301	9	5493	1	789	1	485	0	3213	4,30
4,35	0	4253	0	3270	0	8318	0	5439	1	808	1	504	0	3179	4,35
4,40	0	4207	0	3231	0	8334	0	5386	1	826	1	522	0	3145	4,40
4,45	0	4162	0	3194	0	8350	0	5335	1	845	1	540	0	3111	4,45
4,50	0	4118	0	3158	0	8366	0	5284	1	863	1	558	0	3078	4,50

Tabelle 3 (Fortsetzung).

x	$\varphi(x)$		$S(x)$		$\delta(x)$		$w(x)$		$r(x)$		$l(x)$		$l_1(x)$		x
4,50	0	4118	0	3158	0	8366	0	5284	1	863	1	558	0	3078	4,50
4,55	0	4075	0	3123	0	8381	0	5235	1	881	1	576	0	3046	4,55
4,60	0	4033	0	3089	0	8396	0	5186	1	899	1	594	0	3014	4,60
4,65	0	3992	0	3055	0	8410	0	5139	1	917	1	612	0	2983	4,65
4,70	0	3952	0	3022	0	8424	0	5092	1	935	1	630	0	2952	4,70
4,75	0	3913	0	2990	0	8438	0	5047	1	953	1	648	0	2922	4,75
4,80	0	3874	0	2959	0	8452	0	5002	1	971	1	666	0	2893	4,80
4,85	0	3837	0	2928	0	8465	0	4958	1	989	1	684	0	2864	4,85
4,90	0	3800	0	2899	0	8479	0	4915	2	007	1	702	0	2835	4,90
4,95	0	3764	0	2869	0	8492	0	4873	2	025	1	720	0	2807	4,95
5,00	0	3729	0	2841	0	8505	0	4832	2	043	1	737	0	2780	5,00
5,05	0	3695	0	2813	0	8518	0	4792	2	060	1	755	0	2753	5,05
5,10	0	3661	0	2785	0	8531	0	4752	2	078	1	773	0	2727	5,10
5,15	0	3628	0	2758	0	8544	0	4713	2	096	1	791	0	2701	5,15
5,20	0	3595	0	2731	0	8557	0	4675	2	114	1	808	0	2675	5,20
5,25	0	3563	0	2706	0	8569	0	4637	2	131	1	826	0	2650	5,25
5,30	0	3532	0	2680	0	8582	0	4600	2	149	1	844	0	2626	5,30
5,35	0	3501	0	2655	0	8594	0	4564	2	166	1	862	0	2602	5,35
5,40	0	3471	0	2631	0	8607	0	4528	2	184	1	880	0	2578	5,40
5,45	0	3441	0	2606	0	8619	0	4493	2	201	1	897	0	2555	5,45
5,50	0	3412	0	2583	0	8631	0	4458	2	219	1	915	0	2532	5,50
5,55	0	3383	0	2559	0	8643	0	4424	2	236	1	933	0	2510	5,55
5,60	0	3355	0	2537	0	8655	0	4391	2	254	1	951	0	2488	5,60
5,65	0	3327	0	2514	0	8667	0	4358	2	271	1	969	0	2467	5,65
5,70	0	3300	0	2492	0	8678	0	4325	2	289	1	986	0	2446	5,70
5,75	0	3273	0	2470	0	8690	0	4294	2	306	2	004	0	2425	5,75
5,80	0	3246	0	2449	0	8701	0	4262	2	324	2	022	0	2404	5,80
5,85	0	3220	0	2428	0	8713	0	4231	2	341	2	040	0	2384	5,85
5,90	0	3195	0	2407	0	8724	0	4200	2	359	2	058	0	2364	5,90
5,95	0	3170	0	2387	0	8735	0	4170	2	376	2	076	0	2345	5,95
6,00	0	3145	0	2367	0	8746	0	4141	2	394	2	093	0	2326	6,00

$$Z(x) = ber\,x \cdot ber'\,x + bei\,x \cdot bei'\,x \tag{7}$$

$$W(x) = ber\,x \cdot bei'\,x - bei\,x \cdot ber'\,x \tag{8}$$

$$ber'\,x = u \cdot ber\,x - v \cdot bei\,x \tag{9}$$

$$bei'\,x = v \cdot ber\,x + u \cdot bei\,x \tag{10}$$

$$X \cdot Y = Z^2 + W^2 \tag{a}$$

$$Y = (u^2 + v^2) \cdot X \tag{b}$$

$$Z = u \cdot X \tag{c}$$

$$W = v \cdot X \tag{d}$$

$$\frac{d}{dx}\left(x\,bei'(y\,x)\right) = y\,x \cdot ber\,(x\,y) \tag{e}$$

$$\frac{d}{dx}\left(x \cdot ber'(y\,x)\right) = -\,y\,x \cdot bei\,(y\,x) \tag{f}$$

$$\frac{d}{dx} X(y\,x) = 2y \cdot Z(y\,x) \tag{g}$$

$$\frac{d}{dx} Y(y\,x) = -\frac{2}{x} Y(y\,x) + 2y\,W(y\,x) \tag{h}$$

$$\int x\,Y(y\,x) \cdot dx = \frac{x}{y} Z(y\,x) \tag{i}$$

$$\int x \cdot X(y\,x) \cdot dx = \frac{x}{y} W(y\,x) \tag{k}$$

In nebenstehender Tabelle sind Annäherungsformeln für obenstehende Funktionen gegeben, die teils für kleine, teils für große Werte von x gelten.

§ 2. Wirbelstromverluste in geraden, runden Metallzylindern, die in einem harmonisch variierenden, magnetischen Felde, dessen Richtung der Achse des Zylinders parallel ist, angebracht sind.

Bezeichnungen:

Radius des Zylinders	a cm
Querschnitt des Zylinders	A cm^2
Spezifischer Widerstand des Zylinders . .	$\varrho \dfrac{\text{Ohm} \cdot \text{mm}^2}{m}$
Permeabilität des Zylinders (konstant) . .	μ



Annäherungsformeln. (Größter Fehler kleiner als $\pm 1\,^0/_{00}$.)

Funktion	$x < 1$	$x > 6$
$ber\,x$	$1 - \frac{x^4}{64} = 1 - 0{,}015625 \cdot x^4$	$\frac{e^\alpha}{\sqrt{2\pi x}} \cdot \cos\beta;\ \alpha = \frac{x}{\sqrt{2}} + \frac{1}{x \cdot 8\sqrt{2}} - \frac{25}{x^3 \cdot 384\sqrt{2}} =$ $= 0{,}707105x + 0{,}0884 \cdot x^{-1} - 0{,}046 \cdot x^{-3}$
$bei\,x$	$\frac{x^2}{4}\left(1 - \frac{x^4}{576}\right) =$ $= \frac{x^2}{4}(1 - 0{,}001736x^4)$	$\frac{e^\alpha}{\sqrt{2\pi x}} \cdot \sin\beta;$ $\beta = \frac{x}{\sqrt{2}} - \frac{\pi}{8} - \frac{1}{x \cdot 8\sqrt{2}} - \frac{1}{16x^2} - \frac{25}{x^3 \cdot 834\sqrt{2}}$ $= 0{,}707105x - 0{,}39270 - 0{,}0884 \cdot x^{-1} -$ $- 0{,}0625x^{-2} - 0{,}046x^{-3}$
$u(x)$	$\frac{x^3}{16}\left(1 - \frac{11}{384}x^4\right) =$ $= \frac{x^3}{16}(1 - 0{,}02864x^4)$	$\frac{1}{\sqrt{2}} - \frac{1}{2x} - \frac{1}{x^2 \cdot 8\sqrt{2}} =$ $= 0{,}7071 - 0{,}5 \cdot x^{-1} - 0{,}088 \cdot x^{-2}$
$v(x)$	$\frac{x}{2}\left(1 - \frac{x^4}{48}\right) =$ $= \frac{x}{2}(1 - 0{,}02083x^4)$	$\frac{1}{\sqrt{2}} + \frac{1}{x^2 \cdot 8\sqrt{2}} + \frac{1}{8x^3} =$ $= 0{,}7071 + 0{,}088 \cdot x^{-2} + 0{,}125 \cdot x^{-3}$
$X(x)$	$1 + \frac{x^4}{32} = 1 + 0{,}03125x^4$	$\frac{e^{2\alpha}}{2\pi x}$
$Y(x)$	$\frac{x^2}{4}\left(1 + \frac{x^4}{192}\right) =$ $= \frac{x^2}{4}(1 + 0{,}00521x^4)$	$X \cdot \left(1 - \frac{1}{x\sqrt{2}} + \frac{1}{4x^2} + \frac{3}{x^3 8\sqrt{2}}\right) =$ $= X \cdot (1 - 0{,}7071x^{-1} + 0{,}25x^{-2} + 0{,}265x^{-3})$
$Z(x)$	$\frac{x^3}{16}\left(1 + \frac{x^4}{384}\right) =$ $= \frac{x^3}{16}(1 + 0{,}00260x^4)$	$X \cdot \left(\frac{1}{\sqrt{2}} - \frac{1}{2x} - \frac{1}{x^2 8\sqrt{2}}\right) =$ $= X \cdot (0{,}7071 - 0{,}5 \cdot x^{-1} - 0{,}088x^{-2})$
$W(x)$	$\frac{x}{2}\left(1 + \frac{x^4}{96}\right) =$ $= \frac{x}{2}(1 + 0{,}01042x^4)$	$X \cdot \left(\frac{1}{\sqrt{2}} + \frac{1}{x^2 8\sqrt{2}} + \frac{1}{8x^3}\right) =$ $= X \cdot (0{,}7071 + 0{,}088x^{-2} + 0{,}125x^{-3})$

Das äußere, magnetische Feld:

$$H_a = \mathbf{H}_a \cdot \cos\omega t = \mathbf{H}_a \cdot \cos 2\pi n t.$$

$$m^2 = \frac{4\pi\mu\omega}{10^5\varrho} = \frac{8\pi^2\mu n}{10^5\varrho}.$$

Die Intensität des magnetischen Feldes im Abstande von r cm von der Achse des Zylinders $H_r = \mathbf{H}_r \cdot \cos(\omega t - \gamma_r)$

Die resultierende Kraftlinienzahl im Zylinder:

$$\Phi = \int_0^a \mu \cdot H_r \cdot 2\pi r \cdot dr = \Phi_0 \cos(\omega t - \delta)$$

Intensität der Wirbelströme im Abstande von r cm von der Achse des Zylinders . . $J_r = I_r \cos(\omega t - \beta_r)$

Die durchschnittliche Wärmeentwickelung pro Zentimeter der Länge des Zylinders W Watt

Wird das äußere Feld vom Strome $S = S_0 \cos \omega t$ durch eine sehr lange, gleichmäßig gewickelte Spule mit N-Wickelungen pro Zentimeter hervorgebracht, dann ist $\mathbf{H}_a = \frac{4\pi N}{10} \cdot S_0$. Es werden in diesem Falle folgende Bezeichnungen benutzt:

Die durch den Zylinder bewirkte Erhöhung des effektiven Widerstandes der Spule pro Zentimeter Länge derselben . . . . R_ω Ohm

Die vom Zylinder herrührende Selbstinduktion pro Zentimeter Länge der Spule . . . . L_ω Henry

Die vom Zylinder bewirkte Erhöhung der Selbstinduktion der Spule pro Zentimeter Länge ist also:

$$\Delta L = L_\omega - \frac{4\pi}{10^9} \cdot N^2 A$$

Die oben definierten, unbekannnten Größen werden dann durch folgende Gleichungen bestimmt:

$$\mathbf{H}_r = \mathbf{H}_a \cdot \sqrt{\frac{X(m\,r)}{X(m\,a)}}; \qquad \mathbf{H}_0 = \frac{\mathbf{H}_a}{\sqrt{X(m\,a)}} \tag{1}$$

$$\left.\begin{aligned} \operatorname{tg} \gamma_r &= \frac{ber(m\,r) \cdot bei(m\,a) - bei(m\,r) \cdot ber(m\,a)}{ber(m\,r) \cdot ber(m\,a) + bei(m\,r) \cdot bei(m\,a)}; \\ \operatorname{tg} \gamma_a &= 0; \qquad \operatorname{tg} \gamma_0 = \frac{bei(m\,a)}{ber(m\,a)} \end{aligned}\right\} \tag{2}$$

$$\Phi_0 = A \cdot \mu \cdot \mathbf{H}_a \cdot \frac{2}{m\,a} \cdot \sqrt{\frac{Y(m\,a)}{X(m\,a)}} = A \cdot \mu \cdot \mathbf{H}_a \cdot \varphi(m\,a) \tag{3}$$

wobei

$$\varphi(m\,a) = \frac{2}{m\,a} \cdot \sqrt{\frac{Y(m\,a)}{X(m\,a)}} \tag{4}$$

$$\operatorname{tg}\delta = \frac{Z(m\,a)}{W(m\,a)} = \delta(m\,a) \tag{5}$$

$$I_r = \frac{10}{4\pi} \cdot m \cdot \mathbf{H}_a \cdot \sqrt{\frac{Y(m\,r)}{X(m\,a)}}; \qquad I_0 = 0 \tag{6}$$

$$\left.\begin{aligned} \operatorname{tg}\beta_r &= \frac{ber'(m\,r)\cdot bei(m\,a) - bei'(m\,r)\cdot ber(m\,a)}{ber'(m\,r)\cdot ber(m\,a) + bei'(m\,r)\cdot bei(m\,a)}; \\ \operatorname{tg}\beta_a &= -\frac{W(m\,a)}{Z(m\,a)}; \qquad \operatorname{tg}\beta_0 = -\frac{ber(m\,a)}{bei(m\,a)} \end{aligned}\right\} \tag{7}$$

$$\left.\begin{aligned} W &= \tfrac{1}{2}\cdot\int_0^a I_r^2 \cdot 2\pi r \varrho \cdot 10^{-4}\cdot d\,r = \\ &= \frac{\sqrt{\mu\,n\,\varrho}}{10^4\cdot\sqrt{320}}\cdot a\cdot\mathbf{H}_a^2\cdot\frac{Z(m\,a)}{X(m\,a)} = \frac{\mu\,n}{8\cdot 10^7}\cdot A\cdot\mathbf{H}_a^2\cdot w(m\,a) \end{aligned}\right\} \tag{8}$$

wobei

$$w(m\,a) = \frac{4}{m\,a}\cdot\frac{Z(m\,a)}{X(m\,a)} \tag{9}$$

$$R_\omega = \frac{2\pi\mu\omega}{10^9}\cdot A\cdot N^2\cdot w(m\,a) \tag{10}$$

$$L_\omega = \frac{4\pi}{10^9}\cdot\mu\cdot A\cdot N^2\cdot\frac{2}{m\,a}\cdot\frac{W(m\,a)}{X(m\,a)} = \frac{4\pi}{10^9}\cdot\mu\cdot A\cdot N^2\cdot S(m\,a) \tag{11}$$

wobei

$$S(m\,a) = \frac{2}{m\,a}\cdot\frac{W(m\,a)}{X(m\,a)} \tag{12}$$

§ 3. Der effektive Widerstand und die innere Selbstinduktion eines geraden, runden Leiters für Wechselstrom von einer Frequenz von $n = \frac{\omega}{2\pi}$.

Bezeichnungen:

Der effektive Widerstand pro Zentimeter Länge des Zylinders . . . . r_ω Ohm

Der Gleichstrom-Widerstand pro Zentimeter Länge des Zylinders . . . . r_0 Ohm

Die effektive, innere Selbstinduktion pro Zentimeter Länge des Zylinders . . . . $l_{i\omega}$ Henry

Man hat dann:

$$r_\omega = r_0 \cdot \frac{m\,a}{2} \cdot \frac{W(m\,a)}{Y(m\,a)} = r_0 \cdot r(m\,a) \tag{1}$$

wo

$$r(m\,a) = \frac{m\,a}{2} \cdot \frac{W(m\,a)}{Y(m\,a)} \tag{2}$$

$$l_{i\omega} = \frac{r_0}{10^9\,\omega} \cdot \frac{m\,a}{2} \cdot \frac{Z(m\,a)}{Y(m\,a)} = \frac{r_0}{10^9\,\omega} \cdot l(m\,a) \tag{3}$$

wo

$$l(m\,a) = \frac{m\,a}{2} \cdot \frac{Z(m\,a)}{Y(m\,a)} \tag{4}$$

oder

$$l_{i\omega} = \frac{\mu}{10^9} \cdot \frac{2}{m\,a} \cdot \frac{Z(m\,a)}{Y(m\,a)} = \frac{\mu}{10^9} \cdot l_1(m\,a) \tag{5}$$

wo

$$l_1(m\,a) = \frac{2}{m\,a} \cdot \frac{Z(m\,a)}{Y(m\,a)} \tag{6}$$

§ 4. Annäherungsformeln für die Funktionen $\varphi(x)$, $S(x)$, $\delta(x)$, $r(x)$, $l(x)$ und $l_1(x)$ sowie einige Relationen zwischen diesen.

Annäherungsformeln. (Größter Fehler kleiner als 1 ‰.)

Funktion	$x < 1$	$x > 6$
$\varphi(x)$	$1 - \frac{5}{384}x^4 = 1 - 0{,}01302\,x^4$	$\frac{2}{x} - \frac{1}{x^2\sqrt{2}} + \frac{1}{4x^3} =$ $= 2 \cdot x^{-1} - 0{,}7071\,x^{-2} + 0{,}25 \cdot x^{-3}$
$S(x)$	$1 - \frac{x^4}{48} = 1 - 0{,}02083\,x^4$	$\frac{\sqrt{2}}{x} + \frac{\sqrt{2}}{8x^3} = 1{,}4142 \cdot x^{-1} + 0{,}1768\,x^{-3}$
$\delta(x)$	$\frac{x^2}{8}\left(1 - \frac{x^4}{128}\right) =$ $= \frac{x^2}{8} \cdot (1 - 0{,}00781\,x^4)$	$1 - \frac{1}{x\sqrt{2}} - \frac{1}{4x^2} = 1 - 0{,}7071\,x^{-1} - 0{,}25\,x^{-2}$
$w(x)$	$\frac{x^2}{4}\left(1 - \frac{11}{384} \cdot x^4\right) =$ $= \frac{x^2}{4}(1 - 0{,}02865\,x^4)$	$\frac{2\sqrt{2}}{x} - \frac{2}{x^2} - \frac{1}{x^3 \cdot 2\sqrt{2}} =$ $= 2{,}8284 \cdot x^{-1} - 2x^{-2} - 0{,}3536\,x^{-3}$

Annäherungsformeln. (Größter Fehler kleiner als 1 $^0/_{00}$.)

Funktion	$x < 1$	$x > 6$
$r(x)$	$1 + \frac{x^4}{192} = 1 + 0{,}0052\,x^4$	$\frac{x}{2\sqrt{2}} + \frac{1}{4} + \frac{3}{x \cdot 16\sqrt{2}} = 0{,}35355\,x + 0{,}25 + 0{,}1326\,x^{-1}$
$l(x)$	$\frac{x^2}{8}\left(1 - \frac{x^4}{384}\right) = \frac{x^2}{8}(1 - 0{,}00260\,x^4)$	$\frac{x}{2\sqrt{2}} - \frac{3}{x \cdot 16\sqrt{2}} - \frac{3}{16x^2} = 0{,}35355\,x - 0{,}1326\,x^{-1} - 0{,}1875\,x^{-2}$
$l_1(x)$	$\frac{1}{2}\left(1 - \frac{x^4}{384}\right) = 0{,}5 - 0{,}00130\,x^4$	$\frac{\sqrt{2}}{x} - \frac{3}{x^3 4\sqrt{2}} - \frac{3}{4x^4} = 1{,}4142\,x^{-1} - 0{,}5303\,x^{-3} - 0{,}75\,x^{-4}$

$$\varphi^2(x) \cdot \left(r^2(x) + l^2(x)\right) = 1 \tag{a}$$

$$r(x) \cdot \delta(x) = l(x) \tag{b}$$

$$2 \cdot \delta(x) \cdot S(x) = w(x) \tag{c}$$

$$4\,\varphi^2(x) = w^2(x) + 4\,S^2(x) \tag{d}$$

$$w(x) = 2 \cdot \varphi^2(x) \cdot l(x) \tag{e}$$

(Eingesandt 23. April 1911.)

Pendelmodell zur Demonstration der Schwingungsvorgänge in elektrischen gekoppelten Kondensatorkreisen.

Von **L. Mandelstam.**

Vor einigen Jahren habe ich gelegentlich einer Vorlesung über drahtlose Telegraphie ein Modell zur Illustration der Vorgänge in zwei gekoppelten Kondensatorkreisen konstruiert. Auf Wunsch der Redaktion dieses Jahrbuches lasse ich jetzt hier eine kurze Beschreibung des Modells, welches von dem bekannten Oberbeckschen in einigen Punkten abweicht, folgen.

Das Modell besteht aus zwei Hauptpendel, welche durch ein System von Zahnrädern und ein drittes „mittleres" Pendel miteinander „gekoppelt" sind. Außerdem trägt der Apparat (in der Abbildung Fig. 1 links) noch drei kleine Pendelresonatoren. Diese Pendelchen

sind auf der Achse eines der Hauptpendel befestigt und sind so leicht, daß sie keinen merklichen Einfluß auf die Bewegung der Hauptpendel ausüben; sie dienen zur Analyse des Schwingungsvorganges.

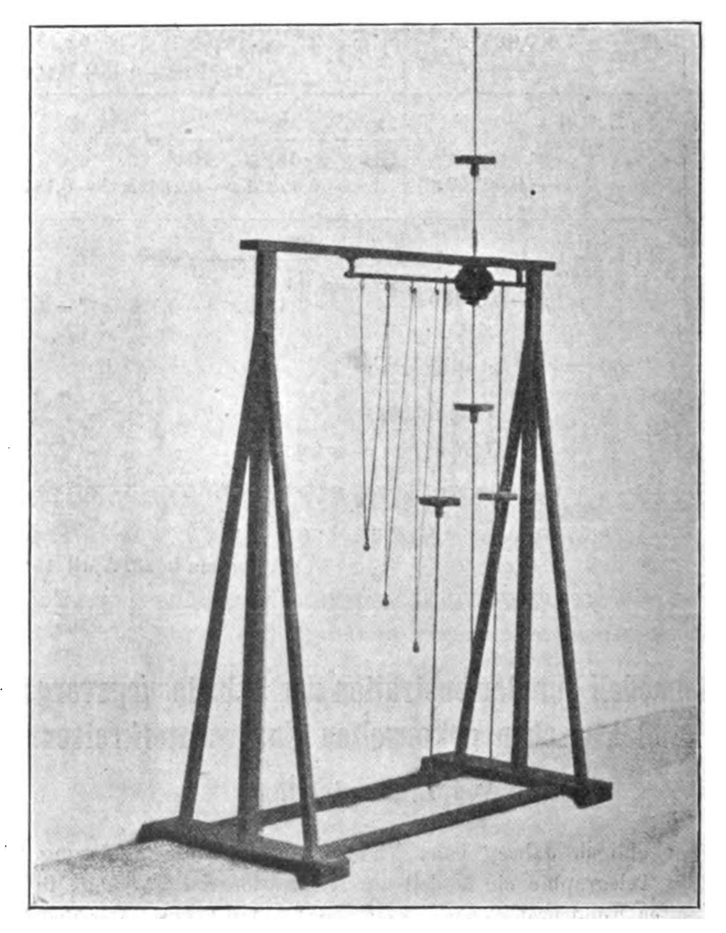


Fig. 1.

Wie aus der Abbildung zu ersehen ist, bestehen die Hauptpendel aus Stäben, welche oben auf der Achse befestigt sind und verstellbare Gewichte tragen.

Das mittlere Pendel, welches die beiden Hauptpendel verkoppelt, ist aber so beschaffen, daß die Drehungsachse durch seinen Schwer-

punkt geht. Zu diesem Zwecke sind verstellbare Gewichte an beiden Seiten des Pendelstabes angebracht, welche an jeder beliebigen Stelle desselben befestigt werden können.

Der Mechanismus der Verkoppelung der Hauptpendel durch das mittlere ist, auf der Fig. 2 in vergrößertem Maßstabe angegeben.

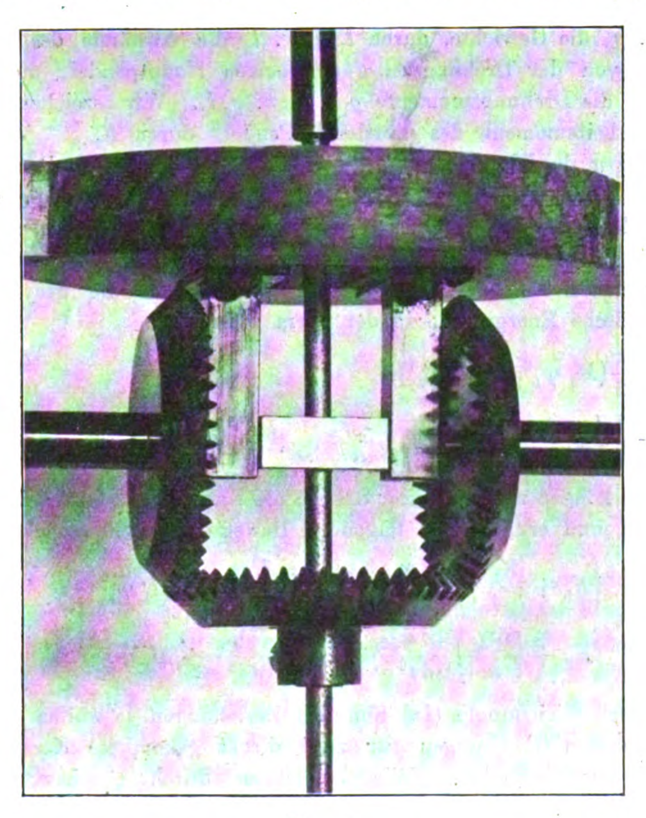


Fig. 2.

Jedes der Pendel hat eine getrennte Achse; alle Achsen liegen auf derselben Geraden. Mit den Enden der Achsen der beiden Hauptpendel sind zwei gleiche Zahnräder starr verbunden, deren Zähne in die Zähne eines dritten Zahnrades eingreifen, welches lose auf der Stange des mittleren Pendels sitzt und sich frei um dieselbe drehen kann.

Dieses mechanische System ist ein System mit zwei Freiheitsgraden. Als unabhängige Parameter, durch welche die Lage des

Systemes eindeutig bestimmt ist, können offenbar die Winkel φ_1 und φ_2, welche das eine bzw. das andere der Hauptpendel mit der Vertikalen bilden, gewählt werden. Infolge des Verkoppelungsmechanismus ist dann auch der Winkel $\varphi_{1\cdot 2}$, den das mittlere Pendel mit der Vertikalen bildet, gegeben, da ja, wie leicht ersichtlich, $\varphi_{1\cdot 2} = \frac{1}{2}(\varphi_1 + \varphi_2)$ ist. Wir bezeichnen nun durch K_1 bzw. K_2 die Trägheitsmomente, durch g_1 bzw. g_2 die Gewichte, durch l_1 bzw. l_2 die Abstände des Schwerpunktes von der Drehungsachse der beiden Hauptpendel, durch M_1 bzw. M_2 die Drehungsmomente $g_1 l_1$ bzw. $g_2 l_2$. Wir bezeichnen ferner das Trägheitsmoment des mittleren Pendels durch $K_{1\cdot 2}$. Wir vernachlässigen das Trägheitsmoment des auf dem mittleren Pendel lose sitzenden Zahnrades. Da weiter die Drehungsachse durch den Schwerpunkt des mittleren Pendels hindurchgeht, so ist sein Drehungsmoment $M_{1\cdot 2}$ gleich Null zu setzen. Betrachten wir nur kleine Exkursionen der Pendel, so läßt sich die potentielle Energie E_M und die kinetische Energie T_M in der Form schreiben:

$$\left.\begin{aligned} E_M &= \frac{1}{2}\left(M_1 \varphi_1^{\,2} + M_2 \varphi_2^{\,2}\right) \\ K_M &= \frac{1}{2}\left\{K_1 \left(\frac{d\varphi_1}{dt}\right)^2 + K_2 \left(\frac{d\varphi_2}{dt}\right)^2 + \frac{K_{1\cdot 2}}{4}\left(\frac{d\varphi_1}{dt} + \frac{d\varphi_2}{dt}\right)^2\right\} \end{aligned}\right\} \quad \text{(I)}$$

Wir können nun auf unser System die Lagrangeschen Gleichungen anwenden und erhalten die folgenden Bewegungsgleichungen:

$$\left.\begin{aligned} \left(K_1 + \frac{K_{1\cdot 2}}{4}\right)\frac{d^2\varphi_1}{dt^2} + \frac{K_{1\cdot 2}}{4}\,\frac{d^2\varphi_2}{dt^2} + M_1 \varphi_1 &= 0 \\ \left(K_2 + \frac{K_{1\cdot 2}}{4}\right)\frac{d^2\varphi_2}{dt^2} + \frac{K_{1\cdot 2}}{4}\,\frac{d^2\varphi_1}{dt^2} + M_2 \varphi_2 &= 0 \end{aligned}\right\} \quad \text{(Ia)}$$

Diesen Gleichungen (Ia) und den Beziehungen (I) wollen wir nun die bekannten Gleichungen für zwei direkt gekoppelte Kondensatorkreise gegenüberstellen. Wir bezeichnen durch C_1 bzw. C_2 die Kapazitäten, durch $p_{1\cdot 2}$ die den beiden Kreisen gemeinsame Selbstinduktion, durch p_1 bzw. p_2 die übrige Selbstinduktion der beiden Kreise, durch q_1 bzw. q_2 die Ladungen auf den Kondensatoren, dann werden die Ausdrücke für die elektrostatische Energie E_e und die magnetische Energie T_e bekanntlich die folgenden sein:

$$\left.\begin{aligned} E_e &= \frac{1}{2}\left(\frac{q_1^{\,2}}{c_1} + \frac{q_2^{\,3}}{c_2}\right) \\ T_e &= \frac{1}{2}\left\{p_1 \left(\frac{\partial q_1}{\partial t}\right)^2 + p_2 \left(\frac{\partial q_2}{\partial t}\right)^2 + p_{1\cdot 2}\left(\frac{\partial q_1}{\partial t} + \frac{\partial q_2}{\partial t}\right)^2\right\} \end{aligned}\right\} \quad \text{(II)}$$

und die Differentialgleichungen für q_1 und q_2 die folgenden:

$$\left.\begin{aligned} (p_1 + p_{1\cdot 2})\frac{d^2 q_1}{d t^2} + p_{1\cdot 2}\frac{d^2 q_2}{d t^2} + \frac{q_1}{c_1} = 0 \\ (p_2 + p_{1\cdot 6})\frac{d^2 q_2}{d t^2} + p_{1\cdot 2}\frac{d^2 q_1}{d t^2} + \frac{q_2}{c_2} = 0 \end{aligned}\right\} \text{(II)a}$$

Der Vergleich von Gleichungen (I) und (Ia) mit den Gleichungen (II) und (IIa) zeigt, daß die Form der Gleichungen dieselbe ist, und daß sich die Gleichungen nur durch die Bedeutung der Variablen und der Koeffizienten voneinander unterscheiden. Ersetzt man in den Gleichungen (I) und (Ia):

$$\left.\begin{aligned} & M_1 \text{ bzw. } M_2 \text{ durch } \frac{1}{c_1} \text{ bzw. } \frac{1}{c_2} \\ & K_1 \text{ bzw. } K_2 \text{ durch } p_1 \text{ bzw. } p_2 \\ \text{und} \quad & \frac{K_{1\cdot 2}}{4} \text{ durch } p_{1\cdot 2} \end{aligned}\right\} \text{(III)}$$

und

$$\varphi_1,\ \varphi_2 \text{ durch } q_1 \text{ bzw. } q_2$$

so bekommt man identisch die Gleichungen (II) und (IIa). Daraus ergibt sich, daß unser mechanisches System tatsächlich als ein Modell für zwei direkt gekoppelte Kondensatorkreise dienen kann.

Die Pendelchen, welche sich auf dem Modell (s. Fig. 1) links befinden und, wie wir schon erwähnt haben, zur Analyse des Schwingungsvorganges dienen, entsprechen also in electricis einem Resonanzkreis. Aus Zweckmäßigkeitsgründen wird nicht die Periode eines einzigen Pendels variiert, sondern es werden von vornherein so viel Pendelchen genommen, wie zur Analyse der Schwingungen nötig sind, und diese Pendelchen auf die entsprechenden Perioden abgestimmt. In dem in Fig. 1 abgebildeten Modell waren die beiden Hauptpendel identisch; dementsprechend waren nur drei Pendel zur Analyse der Schwingungen notwendig, und zwar war das mittlere Pendelchen auf die Eigenschwingung jedes der beiden Teilsysteme, und die beiden äußeren Pendelchen auf die nach der Verkoppelung entstehenden Partialschwingungen abgestimmt.

Bevor wir zur Beschreibung der Versuche übergehen, welche mit dem Modell zur Illustration der Erscheinungen bei elektrischen gekoppelten Kreisen angestellt werden können, machen wir noch folgende Bemerkung: Um die Eigenschwingung eines der beiden Teile (Kreise) des elektrischen Systemes (von zwei gekoppelten Kreisen) hervorzurufen,

verfährt man bekanntlich so, daß man den einen Teil erregt, während man dem anderen Teile die Möglichkeit nimmt, merkbare Schwingungen auszuführen. Dies wird — wie es auch praktisch der Fall ist — z. B. dadurch erreicht, daß man den zweiten Kreis unterbricht. Einen Kreis zu unterbrechen heißt aber nichts anderes, als in den Kreis eine unendlich kleine Kapazität in Serie zu der vorhandenen einzuschalten. In unserem mechanischen Modell entspricht, wie aus (III) folgt, einer unendlich kleinen Kapazität c ein unendlich großes Drehmoment M. Um also die Eigenschwingungen eines der beiden Pendel zu erregen, muß man dies Pendel aus seiner Gleichgewichtslage herausführen und es dann freilassen, während man das andere Pendel festhält, am einfachsten mit der Hand.

Es lassen sich nun mit dem Modell u. a. folgende Versuche demonstrieren:

1. Zunächst kann man die Eigenschwingung eines der beiden Teile des Systemes zeigen. Bei dem elektrischen Systeme wird in diesem Falle der Kondensator des einen Kreises geladen, bis der Funke durch sein plötzliches Überspringen die Schwingungen auslöst. Dabei bleibt der zweite Kreis unterbrochen.

Um dies an dem Modell zu demonstrieren, wird das Hauptpendel (das linke auf der Fig. 1), aus der Gleichgewichtslage um einen gewissen Winkel herausgebracht und dann losgelossen, wobei das zweite Hauptpendel mit der Hand festgehalten wird.

Wir sehen dabei folgendes: Das erste Hauptpendel führt einfache Schwingungen um seine Gleichgewichtslage aus. Alle drei kleinen Pendelchenresonatoren fangen an sich zu bewegen, doch sind die Amplituden recht klein. Allmählich wächst die Amplitude des mittleren Resonators, wird viel größer als die der übrigen und bleibt dann eine Zeitlang konstant.

2. Um den Schwingungsvorgang bei dem gekoppelten System zu demonstrieren, bringen wir eines (zweckmäßig das rechte der Abbildung) der Hauptpendel wieder aus der Gleichgewichtslage und überlassen es sich selbst. Dabei wird aber das andere Pendel nicht festgehalten. Dies entspricht elektrisch dem gewöhnlichen Fall, daß wir zwei direkt gekoppelte Kondensatorkreise haben, von welchen nur der eine geladen wird. Wir beobachteten am Modell nun das Folgende. Zunächst macht nur das eine Hauptpendel Schwingungen; allmählich kommt dann das andere Hauptpendel in Bewegung, seine Amplituden werden größer, indem gleichzeitig die Amplituden des ersten Pendels abnehmen, dann wieder der umgekehrte Vorgang usw. Wenden wir

uns zur Analyse der Schwingungen mittels der kleinen Resonatoren, so sehen wir hier, daß zunächst wieder alle drei Pendelchen in schwache Schwingungen geraten, daß dann aber die Amplituden der beiden äußeren stark anwachsen, während das mittlere Pendelchen beinahe vollständig zur Ruhe kommt. Wir sehen hier also unmittelbar, daß durch die Koppelung zwei Schwingungen entstehen, von denen eine tiefer und die andere höher als die Eigenschwingung jedes der beiden Teile des Systemes ist.

Man kann mit dem Modell auch die Vorgänge bei der Stoßerregung einfach demonstrieren. Das Bild, welches man sich von dem Vorgang bei der Stoßerregung bekanntlich macht, besteht wesentlich im folgenden. Man hat zwei gekoppelte Kreise, von denen der eine — der Stoßkreis — geladen wird. Bei der Entladung geht die Energie auf den anderen Kreis über, und sobald die ganze Energie im zweiten Kreise angesammelt ist, erlöscht der Funke; der Stoßkreis wird somit unterbrochen, und der zweite Kreis schwingt von nun an mit seiner Eigenperiode weiter.

Mit dem Modell läßt sich dies folgendermaßen demonstrieren. Das zweite rechte Pendel wird in Schwingungen versetzt, das erste linke Pendel bleibt frei. Sobald dann die Amplitude des linken Pendels groß geworden ist, und dagegen die Amplitude des rechten Pendels zu einem Minimum abgenommen hat, wird das rechte Pendel mit der Hand festgehalten. Das linke Pendel fährt fort zu schwingen, und zwar von nun an selbstverständlich mit seiner Eigenperiode. Dies zeigen klar die kleinen Resonatoren. Im Anfang kommen alle drei in schwache Schwingungen; sobald aber das rechte Hauptpendel angehalten ist, nimmt die Amplitude des mittleren Resonatorpendelchens sehr stark zu.

(Eingesandt 16. März 1911.)

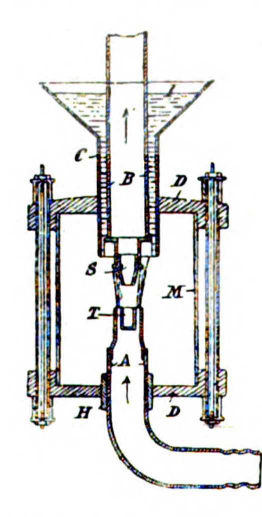
Referate.

Fleming, J. A. u. **Dyke, G. B.** Electrician **66**, 658, 1911. The measurement of energy losses in condensers traversed by high frequency electric oscillations. (Die Messung von Energieverlusten in Kondensatoren bei Hochfrequenzschwingungen.) Die Verfasser beschreiben eine Anordnung zur Messung von Energieverlusten in Kondensatoren bei Hochfrequenzschwingungskreisen unter Benutzung

eines modifizierten Peukert-Generators. Die Resultate zeigten, daß in allen Fällen der äquivalente Widerstand zunimmt mit dem Kondensatorstrom. Die Messungen wurden für eine große Anzahl von Kondensatoren ausgeführt und Verfasser geben zur allgemeinen Bestimmung der Energieverluste Exponentialformeln an. E.

Grober, Max Karl. Physik. Ztschr. **12**, 121, 1911. Zur Theorie der Dämpfung bei Hertzschen Wellen. Verfasser gibt folgende Zusammenfassung seiner Arbeit: Die Arbeit gibt eine streng durchgeführte Integration der Differentialgleichung des Schwingungsproblemes für eine erzwungene Schwingung und die Eigenschwingung. — Die numerische Auswertung führt zu neuen Dekrementtafeln. — Eine Vergleichung mit den anderen Methoden zeigt, daß die Bjerknessche Methode der Dämpfungsbestimmung trotz der großen Vernachlässigungen einwandfreie Resultate liefert. E.

Jacoviellos System für Radiotelegraphie. Wir entnehmen der Zeitschrift E. u. M., Heft 7, S. 144, 1911 folgende Mitteilung[1]): System Jacoviello. Wir haben kürzlich (Heft 3, S. 58) auf die in Italien ausgeführten Versuche mit dem von Prof. Jacoviello in Parma angegebenen System berichtet, nach welchem vier Stationen ausgerüstet werden sollen. Nach Mitteilungen in Ruhmers „Elektrophysikalische Rundschau“ besteht der Generator aus einem Hochspannungslichtbogen von 40000—80000 Volt zwischen Metallelektroden, der durch einen in Richtung des Bogens selbst verlaufenden, kräftigen Gasstrom beeinflußt wird. Der Mantel M aus Isoliermaterial ist mit zwei Platten D abgeschlossen, durch die die Elektroden A und B hindurchtreten. In die Röhre A ist das Rohrstück T und auf Röhre B der Ansatz S aufgesetzt, wodurch der in der Pfeilrichtung verlaufende Luftstrom konzentriert wird. Rohr B wird durch das in Mantel C enthaltene Kühlwasser gekühlt. Der Bogen arbeitet geräuschlos und soll 90%



1) Unserer wiederholten Aufforderung an Prof. Felice Jacoviello (Parma), uns einen Bericht über sein System einzusenden, ist derselbe leider nicht nachgekommen. Die Redaktion.

der dem Bogen in Form von niederfrequentem Wechselstrom zugeführten Energie in hochfrequente Wechselstöme umwandeln. E.

Karl Settnik. Ann. Phys. **34**, 565, 1911. Die Entstehung von sehr wenig gedämpften Wellen mit rein metallischer Leitungsbahn bei Nebenschaltung von Antennen an die Funkenstrecke eines Oszillators. Verfasser gibt folgende Zusammenfassung der Resultate: 1. Wenn man neben die Funkenstrecke eines Kondensatorkreises zwei parallele Antennen legt, so entsteht außer den gedämpften Eigenschwingungen des Oszillators und der Antennen noch eine sehr wenig gedämpfte Schwingung. Ist der Antennenkreis fast in Resonanz mit dem Kondensatorkreis, so entstehen bei nicht zu loser Koppelung die bekannten Schwebungen, und zugleich wird die wenig gedämpfte Schwingung sehr intensiv. 2. Die wenig gedämpfte Schwingung verläuft an einem rein metallischen Leitersystem, welches aus zwei genau symmetrischen Hälften besteht. Jede Leiterhälfte wird aus einer Antenne, der mit ihr verbundenen Hälfte des Schließungsbügels und der einen Kondensatorplatte gebildet. Dieser Schwingungskreis enthält zwei Kapazitäten von sehr verschiedener Größe: einerseits den Plattenkondensator, andererseits die Antennenendigungen. 3. Die Schwingung entsteht dadurch, daß der Funke schon erlischt, während der Kondensator noch eine ziemlich hohe Spannung hat und noch kein Spannungsgleichgewicht eingetreten ist. Wir haben es also mit einer regelrechten Löschfunkenwirkung zu tun. 4. Die ungedämpfte Schwingung wird dann besonders intensiv, wenn man den Funken sehr klein und schwach nimmt (Zinkfunken). 5. Hiermit ist eine einfache Methode gewonnen, um ziemlich reine Sinusschwingungen von geringer Dämpfung zu erzeugen. Bei Benutzung eines einzigen Kondensatorkreises kann man einen sehr weiten Bereich von Schwingungsszahlen realisieren, indem man die Länge der angelegten Antennen variiert. E.

(Eingesandt 10. März 1911.)

Mitteilungen aus der Praxis.

Drahtlose Schnelltelegraphie.

Von **P. O. Pedersen.**

Für gewöhnliche Telegraphie existieren, wie bekannt, eine Anzahl verschiedener automatischer Sender, welche eine Telegraphiergeschwindigkeit zulassen, die viele Male größer ist als die, welche bei der Handtelegraphie zu erzielen ist.

Einer dieser bekannten Sender kann jedoch nicht ohne weiteres bei der Radiotelegraphie zur Anwendung gelangen, denn während bei

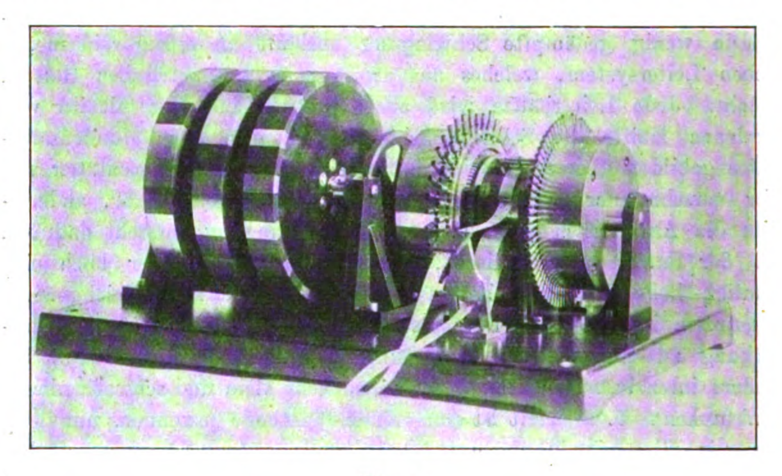


Fig. 1.

der gewöhnlichen Telegraphie nur mit Strömen von einigen Milliampères und mit geringer Spannung gearbeitet wird, soll der Sender für drahtlose Telegraphie mit bis zu 50 Ampères oder darüber arbeiten können.

Die Zerlegung dieser Ströme in Morsezeichen (Striche und Punkte) erfordert sehr kräftige Kontakte, da die Lichtbogenbildungen sie sonst in sehr kurzer Zeit zerstören. Da aber das automatische Geben in der Regel nur zur Anwendung gebracht wird, um die Telegraphiergeschwindigkeit zu erhöhen, so ist man von der Möglichkeit abgeschnitten, in die bewegten Kontaktteile große Metallmassen einzubauen, da Schließen und Unterbrechen des Kontaktes binnen sehr kurzer Zeit geschehen

sollen, während gleichzeitig die Bewegungen der Kontaktteile infolge der hohen Spannungen ziemlich groß sein müssen.

Der Verfasser hat nun einen automatischen Sender für drahtlose Telegraphie konstruiert, durch welchen diese Schwierigkeiten überwunden sind. Statt eines Kontaktpaares werden zwei in Serie geschaltete angewandt, wovon das eine schwächere, durch einen durchlochten Papierstreifen dirigiert, die Reihenfolge der Telegraphenzeichen ordnet, während der Kreis offen und stromlos ist, wonach das andere Kontaktpaar, welches

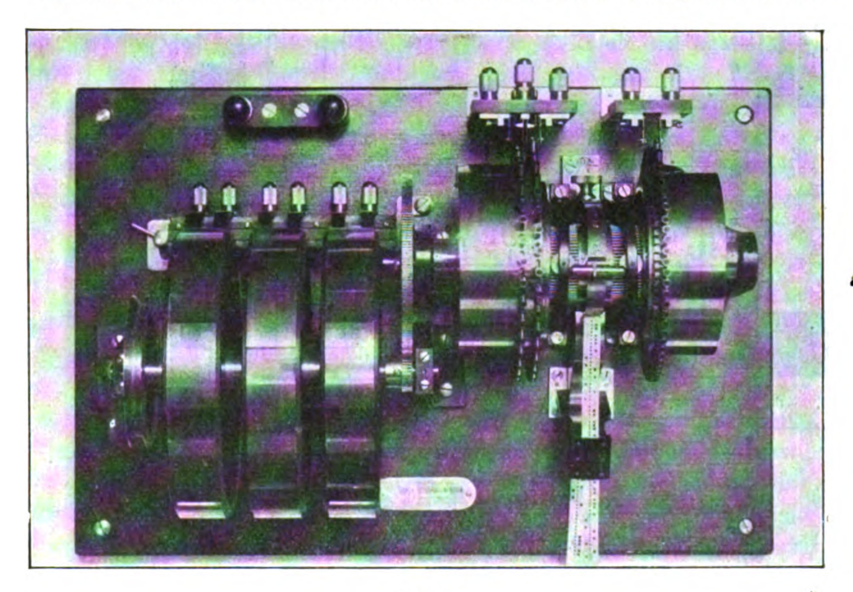


Fig. 2.

aus kräftigen Kommutatorscheiben besteht, die Bogenbildung vertragen können, den Strom schließt und unterbricht. Fig. 1 u. 2 sind photographische Wiedergaben des Apparates von vorn und von oben gesehen, Fig. 3 eine schematische Darstellung zur Veranschaulichung des Prinzips.

Am Kreisumfange der Trommel 1, Fig. 3, welche mit der Achse 2 zusammen rotiert, ist ein Kreis von Führungsstiften 3 angebracht, sowie zwei Kreise beweglicher, radiärer Stifte 4 und 4^1. Bei dem hier abgebildeten Apparat enthält jeder Kreis 32 Stifte. Diese Zahl ist aber ganz willkürlich gewählt, einige Stifte mehr oder weniger würden nur zur Folge haben, daß der Apparat — um eine gewisse Anzahl Zeichen pro Sekunde abzugeben — etwas schneller oder langsamer laufen müßte.

In jeden einzelnen der Stifte 4 und 4′ greift ein wagerechter Stift 5 und 5′ ein, und darin wieder ein radiärer Stift 6 und 6′, von denen jeder einen isolierten Metallkopf 7 und 7′ trägt.

Diese Metallköpfe bilden, zusammen mit den Federn 8 und 8′, das obenerwähnte, schwächere Kontaktpaar, wodurch die Reihenfolge der Zeichen dirigiert wird, und jeder von ihnen bildet wiederum zu-

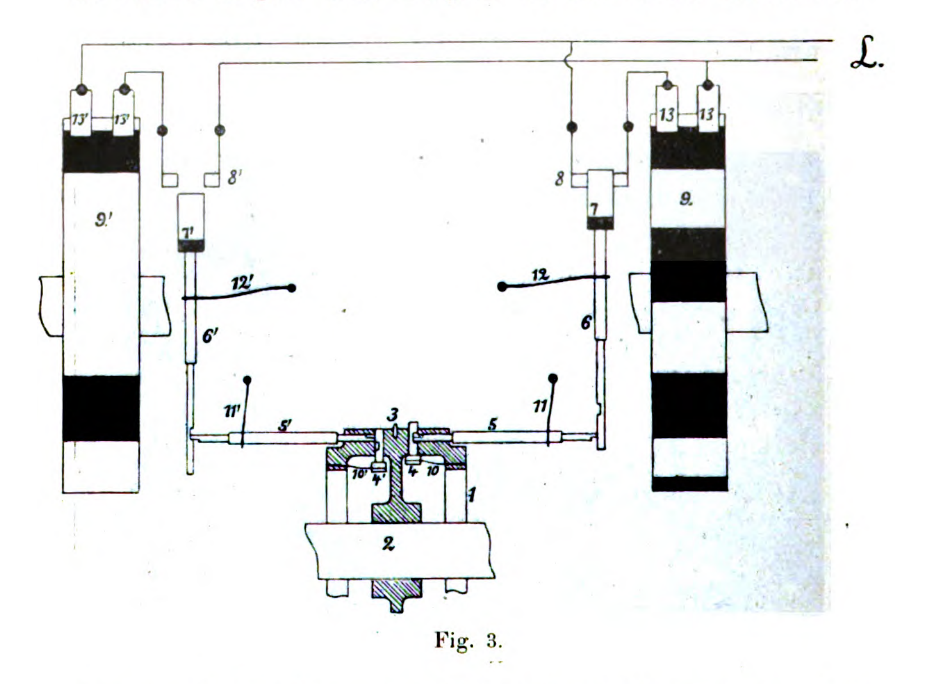


Fig. 3.

sammen mit den Kommutatorscheiben 9 und 9′ respektive, einen Doppelkontakt.

Die beiden Kontaktpaare, von denen das rechte die Punkte, das linke die Striche des Morsealphabets erzeugt, sind der Leitung *L*, die zur Stromquelle führt, parallel geschaltet.

Die Reihenfolge der Telegraphenzeichen wird, wie gesagt, durch einen perforierten Papierstreifen geordnet und die Wirkungsweise ist da folgende:

Der Streifen, der mittels eines bekannten Lochers perforiert wird, hat in der Mitte eine Reihe von Führungslöchern (siehe Fig. 2), in welche die Stifte 3 eingreifen und den Streifen um die Trommel 1 herumführen. An dem Punkte, an dem der Streifen in den Apparat hinein-

geführt wird, werden die Stifte 5, 5′, 6 und 6′ durch besondere Vorrichtungen in der Stellung erhalten, in der 5′ und 6′ sich in Fig. 3 befinden. Wenn der Streifen nur Führungslöcher in der Mitte hat, wird er alle Stifte 4 und 4′ herabdrücken und die Stifte 6 und 6′ beider Kreise, die mit der Trommel 1 zusammen rotieren, werden dann verriegelt gehalten, wie 6′ zeigt, und werden die Stifte unter die feststehenden Federn 8 und 8′ hin passieren, ohne einen Kontakt zwischen diesen zu bilden. Nun ist der Streifen jedoch in bestimmter Reihenfolge mit Löchern an beiden Seiten der Mittelreihe (siehe wiederum Fig. 2) versehen, von denen die rechten die Punkte, die linken die Striche der Morsezeichen repräsentieren. Vom Anfangsstadium ab, in dem alle Stifte verriegelt sind, sollen sie sich eine halbe Umdrehung herumbewegen, ehe sie die Federn 8 und 8′ passieren. In der Zwischenzeit ist diese Verriegelung ausgelöst worden und wird nur aufrecht erhalten, falls das Papier die Stifte 4 oder 4′ respektive herabgedrückt hält. Wo das Papier aber durchlocht ist, werden die respektiven Stifte von den Federn 10 oder 10′ emporgedrückt, und wird dann, wie gezeigt, die Feder 11 den Stift 5 in den Einschnitt am Stifte 4 hineindrücken. Hierdurch wird Stift 6 ausgelöst, von der Feder 12 nach außen geführt und bildet einen Kontakt zwischen den Federköpfen 8, wenn er dazwischen hindurch passiert.

Wenn ein solcher Kontaktschluß stattgefunden hat, wird der Stift mittels der obengenannten, besonderen Vorrichtung während des restierenden Teiles einer vollen Umdrehung in den verriegelten Zustand zurückversetzt und ist wieder gebrauchsfertig. Die beiden Kontaktpaare liegen, wie erwähnt, parallel, und da man jeweilig entweder nur einen Strich oder nur einen Punkt hervorbringen soll, stehen 2 Löcher einander auf dem Papierstreifen niemals gegenüber.

Soweit die Zeichengebung. — Dazu kommt dann das Verhältnis zwischen den beiden Kontakten untereinander innerhalb jedes Kontaktpaares. Nehmen wir zum Beispiel das Paar rechts: Die weißen Felder der Kommutatorscheibe sind leitend, die schwarzen nichtleitend. Die Trommel mit den Stiften und die Kommutatorscheiben sind, wie Fig. 1 u. 2 zeigen, mittels eines Zahnrads zusammengekoppelt, so daß ihre Bewegungen untereinander gebunden sind. Wenn nun der Stift 6 ausgelöst ist und sich gegen die Federn 8 hinbewegt, ist die Kommutatorscheibe so eingestellt, daß die Federn 13 sich auf einer nichtleitenden Lamelle befinden in dem Augenblick, wo der Metallkopf 7 zwischen die Federn 8 hineingeht, die stromlos sind und also keinen Funken geben. Erst wenn hier ein guter Kontakt vorhanden ist, gleitet die

leitende Lamelle der Kommutatorscheibe unter die Federn 13 und schließt den Strom, der wieder dadurch unterbrochen wird, daß diese auf die nächste, nichtleitende Lamelle hinübergleiten, wonach 7 aus den Federn 8, die wieder stromlos sind, herauskommt.

Wie die Bilder zeigen, hat der Sender faktisch aber nicht zwei, sondern drei Kommutatorscheiben. Die Punktlänge ist, wie bekannt, Einheit für die Länge der Morsezeichen. Ein Strich ist gleich drei, und ein Zwischenraum zwischen den einzelnen Zeichen eines Buchstabens ist gleich einer Punktlänge. Ein Strich mit Zwischenraum ist also doppelt so lang wie ein Punkt mit Zwischenraum. Stände nun eine Scheibe mit Lamellen von Punktlängen und eine solche mit Lamellen von Strichlängen nebeneinander, so würde man von einem willkürlich gewählten Punkt auf der einen nicht mit einem Strich der anderen Scheibe fortsetzen können, was aber nötig ist, um alle Kombinationen der Morsezeichen hervorbringen zu können. Nach jedem zweiten Punkt würde man mitten in eine Strichlamelle kommen und für diese Hälfte der Punkte ist daher noch eine Strichscheibe mit zugehörigen Stiften und Kontaktpaaren angebracht, alles um eine halbe Strichlänge im Verhältnis zur ersten Scheibe verschoben. Soll nach einer beliebigen der ungleichen Lamellen 1—3—5 usw. auf der Punktscheibe ein Strich kommen, so wird er von der einen, nach allen gleichen Lamellen 2—4—6 usw. von der anderen Strichscheibe übernommen.

Die öfter genannte besondere Vorrichtung, die dazu dient, die Stifte nach ausgeführtem Kontaktschlusse in den verriegelten Zustand zurückzuführen, ist verhältnismäßig einfach. Um die eigentliche Steuerung herum, in welcher die Stifte 6 und 6′ auf und ab gleiten, ist eine Kapsel angebracht, die in Fig. 1 und 2 sichtbar ist, versehen mit ovalen Löchern, durch welche die Stifte hervorragen. Diese Kapsel, deren Wände nur wenige Millimeter dick sind und welche die Grenze dafür bildet, wie weit die Federn 12 die Stifte 6 und 6′ hinausführen können, indem ein durch sie gebohrter Stift inwendig gegen die Kapsel stößt, wird mit herumgedreht, aber exzentrisch im Verhältnis zur Achse 2, so daß der Abstand von dieser Achse an den Kontaktfedern 8 und 8′, wo die Stifte eventuell vorwärts gehen und einen Kontakt bilden sollen, am größten ist, dagegen am kleinsten auf der entgegengesetzten Seite, wo die Kapsel die Stifte immer einwärts drückt. Jedem der beiden feststehenden, schräggestellten Ringe entgegen, die mit Rollen versehen und in Fig. 2 um die wagerechten Stifte 5 und 5′ herum ersichtlich sind, läuft ein zweiter Ring mit seiner einen Seite gegen die Rollen, mit der anderen gegen die Federn 11 hin. — An den Kontaktfedern

8 und 8′, wo die Entfernung zwischen ihnen am kleinsten ist, erlauben sie den Stiften 5 und 5′, die Stifte 6 und 6′ loszulassen, aber an der entgegengesetzten Seite, an derselben Stelle, wo die Kapsel die Stifte 6 und 6′ einwärts gedrückt hält und wo die Entfernung zwischen den Ringen am größten ist, bringen sie durch Druck auf die Federn 11 und 11′ immer 5 und 5′ in Eingriff mit 6 und 6′ zurück, und halten

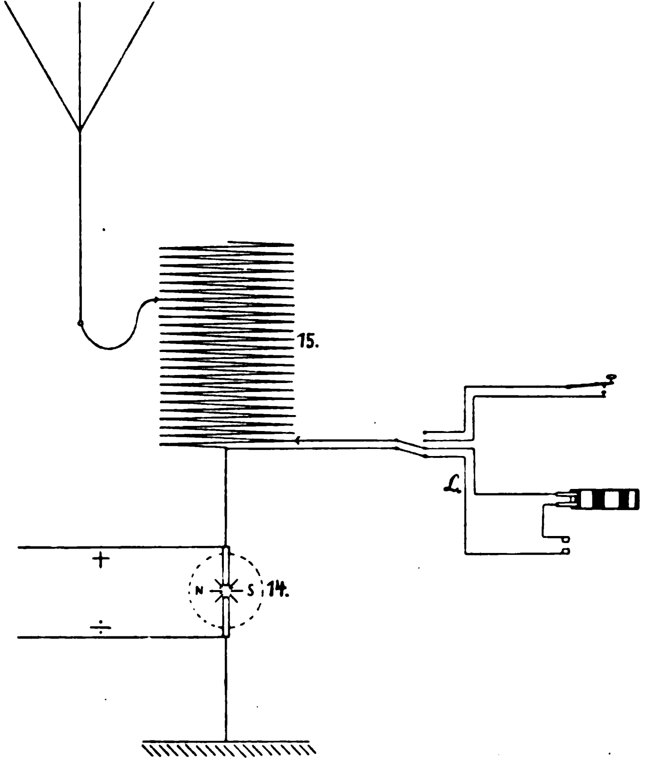


Fig. 4.

sie da, bis der Papierstreifen, indem er die respektiven Stifte 4 und 4′ herabdrückt, alle die Stifte verriegelt hat, welche während der folgenden Umdrehung nicht in Funktion treten sollen.

Über die Einzelheiten des Senders ließe sich noch verschiedenes schreiben, zum Verständnis des Prinzips wird das hier Gesagte indessen sicher genügen. Seine Probe hat der Apparat schon bestanden; seit längerer Zeit bereits ist er auf den Poulsenstationen sowohl hier in Europa

wie in Amerika benutzt worden. Die in verschiedenen Zeitschriften erwähnten Schnelltelegraphieversuche zwischen Esbjerg und Lyngby (1908) in Dänemark, Entfernung 270 km, und zwischen Lyngby und Cullercoats bei Newcastle (1909), Entfernung 900 km, sind alle mit diesem Sendeapparat ausgeführt, und letzthin hat man im Jahre 1910 monatelang damit zwischen der Station Knockroe an der Westküste Irlands und Lyngby bei Kopenhagen, Entfernung 1500 km, gearbeitet. Die größte Telegraphiergeschwindigkeit, wozu er benutzt worden ist, beträgt ca. 300 Worte pro Minute. Diese Grenze wurde indessen nicht durch den Schnellgeber bedingt, welcher mit Leichtigkeit mit noch größeren

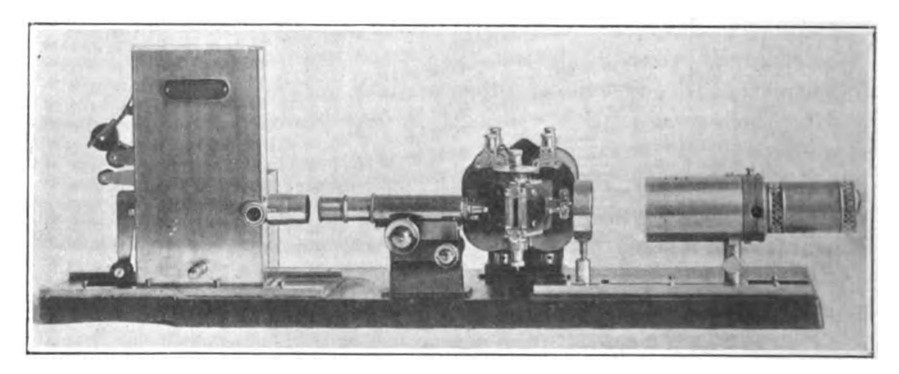


Fig. 5.

Geschwindigkeiten arbeitet, sondern ausschließlich durch die in den einzelnen Fällen vorhandene Energie.

Der Geber wird in den Hochfrequenzkreis eingeschaltet, wie in Fig. 4 gezeigt. Wie man sieht, wird Transformation nicht angewandt.[1]) Die eine Elektrode im Hochfrequenzgenerator 14 ist direkt mit der Erde verbunden, die andere durch die Selbstinduktionsspule 15 direkt mit dem Luftdraht. Die Zeichengebung entsteht dadurch, daß der Sender während der Dauer des Zeichens mittels der Leitungen L einen sehr kleinen Teil der Selbstinduktionsspule kurzschließt und dadurch eine kürzere Welle hervorbringt, auf welche die Empfangsstation abgestimmt ist. Eine Abweichung zwischen den zwei Wellen von $^1/_2{}^0/_0$ hat sich in der Praxis als vollkommen ausreichend erwiesen, um schöne, wohldefinierte Zeichen im Empfänger zu erzielen.

1) Die von Prof. Braun in d. Z., Bd. 4, p. 20 und O. Jentsch in der E. T. Z., Heft 2, 1911 gemachten Bemerkungen sind daher, soweit sie das Poulsensystem betreffen, unrichtig.

Obwohl das vorliegende Thema dadurch nicht direkt berührt wird, ist hier doch einzuschalten, daß dieses Resultat ein für alle Male beweist, daß der Poulsen-Generator eine für die Praxis durchaus genügende Stabilität und Konstanz besitzt.

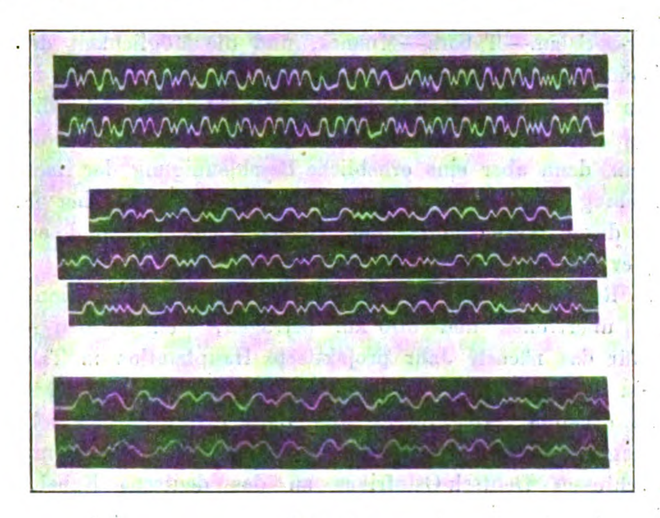


Fig. 6.

Als Empfänger (siehe Fig. 5) der Signale wird ein Lichtschreiber in Verbindung mit einem Kristalldetektor benutzt. Fig. 6 gibt einige Proben von den genannten Versuchen über 1500 km zwischen Knockroe und Lyngby wieder, aufgenommen mit einer Geschwindigkeit von etwas über 100 Worten pro Minute.

(Eingesandt 27. Januar 1911.)

Die Funkentelegraphie in Deutsch-Ostafrika.

Wir lesen in der Frankfurter Zeitung folgenden Bericht:

„Umfangreiche Einrichtungen auf dem Gebiete der Funkentelegraphie hat die Reichspost in Verbindung mit der Schutzgebietsverwaltung im Laufe des letzten Halbjahres in Deutsch-Ostafrika geschaffen. In Muanza und Bukoba am Viktoria Nyanza-See sind zwei große Stationen für drahtlose Telegraphie erbaut und von einer deutschen Gesellschaft eingerichtet worden. Die Inbetriebnahme soll in aller-

nächster Zeit erfolgen. Die Reichweite der Bukoba-Station ist auf etwa 200 km beschränkt und soll im wesentlichen nur die jederzeitige Verbindung dieser Station und seines volkreichen Hinterlandes mit dem am südlichen Ufer des Sees liegenden Muanza sicherstellen. In Muanza endigt nämlich die große Binnenland-Telegraphenlinie Dar-es-Salam—Tabora—Muanza, und die Möglichkeit der drahtlosen Weitergabe von Telegrammen von der Küste nach dem weit entfernten Bukoba wird einmal wegen der politischen und militärischen Sicherung des Nordwestens der Kolonie sehr erwünscht und zweckmäßig sein, dann aber eine erhebliche Beschleunigung der Nachrichtenübermittelung nach jenen Gebieten ermöglichen, die bisher ihre Post lediglich durch Vermittelung der kleinen deutschen und englischen Seedampfer erhielten.

Die Reichweite der Station Muanza soll die der Station Bukoba erheblich übertreffen und 600 km betragen, weil sie den Anschluß an die für das nächste Jahr projektierte Hauptstation in Tabora soll vermitteln können. Tabora soll Apparate mit einer Reichweite bis 4000 km erhalten. Der Zweck und Wert dieser Station soll in der Herstellung der Verbindung Deutsch-Ostafrikas mit Kamerun und damit des Anschlusses Deutsch-Ostafrikas an das deutsche Kabel an der Westküste Afrikas liegen. Die Vollendung dieser Verbindung wird die Unabhängigkeit der deutschen Regierung und des Handels in Deutsch-Ostafrika von dem englischen Kabeldienst über Zanzibar-Aden oder Zanzibar-Kapstadt nach Europa sicherstellen und die Herabsetzung der notwendigen, zur Zeit aber noch sehr hohen Kabeltelegrammspesen auf ein erträglicheres Maß als jetzt ermöglichen.

Erwähnt sei bei dieser Gelegenheit, daß auch in Zanzibar und Pemba (einer Insel gegenüber dem deutschen Hafen Tanga) von der englischen Verwaltung Stationen für drahtlose Telegraphie erbaut worden sind. Den Betrieb haben diese Stationen vor ungefähr einem Jahre aufgenommen. Ihre Reichweite beträgt jedoch nur 200 englische Meilen (zirka 365 km); immerhin ist ihr Wert für die Sicherheit der Schiffahrt an der klippenreichen ostafrikanischen Küste ein nicht zu unterschätzender, seitdem auch die Dampfer der Deutschen Ostafrika-Linie mit Telefunken-Apparaten ausgerüstet worden sind. E.

(Eingesandt 16. März 1911.)

Drahtlose Telegraphie im Interesse der Seeschiffahrt.

Wir lesen in der Elektrot. Ztschr. Heft 13, 1911 folgende aktuelle Mitteilungen: „Über die Maßnahmen, die im Jahre 1910 für die weitere Nutzbarmachung der drahtlosen Telegraphie im Interesse der Seeschiffahrt getroffen worden sind, hat sich nach den „Berl. Polit. Nachr." der Staatssekretär des Reichs-Postamts in einem Bescheide geäußert. Wir entnehmen den Ausführungen folgendes:

Die Bestimmungen über den Betrieb der auf deutschen Feuerschiffen errichteten Funkentelegraphenstationen sind dahin erweitert worden, daß diese Stationen mit anderen Bordstationen nicht nur in Fällen der Not, sondern auch in sonstigen dringenden Angelegenheiten des Schiffahrtsbetriebes zu verkehren haben. Hiernach sind im Verkehr mit Feuerschiffen zulässig: Die Übermittlung von Nachrichten zur Verhütung von Schiffsunfällen oder zur Unterstützung der Navigation, Anfragen und Mitteilungen über die Befeuerung und Betonnung der Fahrwasser, über Stromversetzungen, Schiffahrtshindernisse, Sturmwarnungen usw. Sollte sich bei weiterer Ausdehnung der Funkentelegraphie auf Fischereifahrzeuge die Notwendigkeit ergeben, diesen noch in größerem Umfange den Verkehr mit Feuerschiffen zuzugestehen, so würde der Staatssekretär gern bereit sein, die Frage erneut zu prüfen, und, wenn angängig, für Erfüllung weiterer Wünsche einzutreten. Bis jetzt sind erst fünf Fischereifahrzeuge mit Apparaten für Funkentelegraphie ausgerüstet. — Laut Bekanntmachung ist am 1. XI. 1910 die funkentelegraphische Verbreitung von Sturmwarnungen der Deutschen Seewarte für den Bereich der Nordseeküste durch die Station Norddeich, für den Bereich der Ostseeküste durch die Station Bülk, ferner die tägliche funkentelegraphische Abgabe von Wetterberichten und Wettervorhersagen durch die Station Norddeich eingeführt worden. — Besonders eilige und wichtige Nachrichten für Seefahrer, wie unerwartete Änderungen in den Ansteuerungsmarken der deutschen Küste, Vertreiben von Außenfeuerschiffen usw., werden vom nautischen Departement des Reichsmarineamts an die Station Norddeich übermittelt und durch letztere sogleich nach Empfang funkentelegraphisch verbreitet. — Seit dem 21. III. 1910 gibt die Funkentelegraphenstation Norddeich regelmäßig täglich zweimal, um 1 Uhr mitteleuropäischer Zeit tags und nachts, funkentelegraphische Zeitsignale ab. — Die Einrichtung von Unterrichtskursen für Angehörige der Handelsmarine durch die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie ist vom

Reichs-Postamt in mehrfacher Hinsicht unterstützt worden, namentlich durch bereitwillige Genehmigung der Versuchs- und Lehrstation im Gebäude der Navigationsschule in Hamburg, durch leihweise Hergabe von Apparaten zu Lehrzwecken und durch die Abnahme der Prüfungen am Orte des Unterrichts selbst. Das Ergebnis der Prüfungen hat im allgemeinen befriedigt; an 30 Prüflinge hat das Befähigungszeugnis für die selbständige Bedienung von Bordstationen bereits erteilt werden können. Hinsichtlich der Anforderungen, die an die Prüflinge gestellt werden, ist die Reichs-Telegraphenverwaltung an die Bestimmungen des internationalen Funkentelegraphenvertrags gebunden. Sofern es sich um die Bedienung solcher deutschen Bordstationen handelt, die auch mit ausländischen Küsten- und Bordstationen verkehren, muß daher, um Weiterungen zu vermeiden, darauf gehalten werden, daß die Telegraphisten auch hinsichtlich der Telegraphiergeschwindigkeit den vorgeschriebenen Anforderungen entsprechen und hinter ausländischen Telegraphisten nicht zurückstehen. Es wird abzuwarten sein, ob etwa auf der voraussichtlich im Jahre 1912 in London stattfindenden Funkentelegraphenkonferenz Änderungen in dieser Beziehung beschlossen werden. Vorläufig kann die Telegraphenverwaltung nur von Fall zu Fall, je nach Lage der Verhältnisse, Erleichterungen bei Abnahme der Prüfungen zulassen. Aus vorstehendem ist zu entnehmen, daß nicht nur die in der Resolution des „Deutschen Seeschiffahrtstages 1910“ hinsichtlich der drahtlosen Telegraphie geäußerten Wünsche, soweit möglich, erfüllt, sondern daß darüber hinaus noch andere wichtige Neuerungen eingeführt worden sind, die hoffentlich den Schiffahrtsinteressen zum Segen gereichen werden.“ E.

(Eingesandt 25. April 1911.)

Detektoren.

Detektoren der drahtlosen Telegraphie und Telephonie.

Von **Eugen Nesper.**

(Schluß.)

Bei einer anderen Ausführungsform des Zinkoxyd-, bzw. Tellurdetektors hat Pickard und auch Austin, um den Temperaturkoeffizienten zu berücksichtigen, die eine Elektrode mittels einer Spiralfeder gegen die andere Elektrode gedrückt. Durch eine besondere

axiale Schraube mit möglichst feinem Gewinde kann ferner der Kontaktdruck variiert werden.

In neuerer Zeit sind auch in Deutschland die Thermodetektoren mehr und mehr in Aufnahme gekommen, insbesondere deshalb, weil sie keine Hilfsstrom- oder besondere Heizquelle verlangen, im Ruhezustand keine Strömung durch sie hindurch stattfindet und sie daher einen definierten Zustand gewährleisten. Insbesondere für drahtlose Telephonie, sowie für den Betrieb von Lichtschreibern besitzen sie gegenüber den obigen anderen Detektoren Vorzüge.

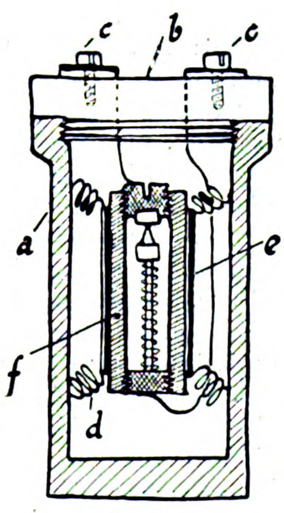


Fig. 21.

Man hat daher der speziellen Ausbildung dieser Detektoren in konstruktiver Hinsicht besonderes Augenmerk geschenkt, um Betriebsbereitschaft und Sicherheit des Betriebes zu gewährleisten.

Auf Vorschlag von v. Bronk, welcher die Kombination Tellur-Bleiglanz als besonders wirksam fand, wird der aktive Teil des Detektors von der C. Lorenz Aktiengesellschaft in Form einer leicht auswechselbaren Patrone hergestellt, welche, um durch Erschütterungen oder Stöße keinen Schaden zu leiden, mittels Federn im Detektorgehäuse aufgehängt wird. Die Anordnung kann hierbei so getroffen sein, daß die Teile der Patrone, die wirksam sind, nachgestellt werden oder nicht. Letztere ist in allen solchen Fällen vorzuziehen, wo die Anordnung von wenig Geübten bedient wird.

Auch die Umgebung der Patrone mit elastischem weichen Material wird angewendet, um keine Stöße auf die empfindlichen aktiven Detektorteile gelangen zu lassen.

Eine moderne Form des Thermodetektors, welche den obigen Gesichtspunkten zum Teil Rechnung trägt, ist in Fig. 21 zum Ausdruck gebracht.

In dem äußeren, z. B. aus Hartgummi hergestellten Detektorgehäuse *a* mit aufgeschraubtem Deckel *b*, welcher die Kontaktschrauben *c* aufweist, ist mittels der Spiralfedern *d* die Patronenkapsel *e* aufgehängt. Letztere ist zweckmäßig aus federndem Material ausgeführt, um die eigentliche, die wirksamen Detektorteile enthaltende Patrone leicht einsetzen und herausnehmen zu können. Die Patrone *f*

kann aus Bein, Hartgummi o. dgl. hergestellt sein und es können in ihrem Innern die aktiven Elektrodenteile, z. B. Tellur und Zinkoxyd einstellbar angebracht sein.

Man kann auch den Innenraum des Detektors mit Flüssigkeit (z. B. Öl) anfüllen, um gegen Temperaturwechsel und Stöße einigermaßen gesichert zu sein.

5. Magnetdetektoren.

Die sog. Magnetdetektoren zeichnen sich ebenso wie Thermodetektoren und elektrolytische Zellen dadurch aus, daß sie nicht auf die Maximalamplitude, sondern auf den Integraleffekt der Schwingungen ansprechen, aus. Sie sind daher vermutlich für kontinuierliche Schwingungen ganz besonders geeignet. Versuche liegen auf diesem Gebiete meines Wissens bisher nicht vor.

Der Vorgang bei den magnetischen Detektoren ist allgemein folgender: Eine Anzahl zu einem Bündel zusammengefaßter Eisenstäbchen, hartgezogene Eisen- oder Stahldrähte o. dgl. wird magnetisiert. Diese Magnetisierung geht selbstverständlich nicht mit derselben Geschwindigkeit vor sich, mit welcher das magnetisierende Feld variiert wird. Man erhält auf diese Weise die Hysteresisschleife. Nach Ampère rührt diese bekanntlich daher, daß die Eisenmoleküle durch die magnetisierende Kraft aus ihrer ursprünglichen Lage gerückt werden und eine neue gegenseitige Lage annehmen müssen. Erfolgt die Magnetisierung des Eisendrahtbündels mittels eines Stromes, so wird hiernach erstere hinter letzterem stets etwas zeitlich zurückbleiben müssen. Umgekehrt wird bei einem einmal magnetisierten Eisenbündel durch Einwirkung eines Stromes, also auch von elektrischen Schwingungen, ebenfalls eine Molekularverschiebung hervorgerufen, da hinter den Strom die Magnetisierung, bzw. Entmagnetisierung zurückbleibt.

Bei den magnetischen Detektoren wird diese Erscheinung in der Weise ausgenutzt, daß man in einem, z. B. aus hartgezogenen Eisendrähten bestehenden Bündel, z. B. durch eine stromdurchflossene Spule ein magnetisches Feld erzeugt, das man alsdann z. B. gleichfalls mittels einer Spule, welche auf das Bündel geschoben ist, eine elektromagnetische Schwingung auf das Eisendrahtbündel einwirken läßt und daß man die Differenz der Entmagnetisierung durch die elektromagnetische Schwingung, z. B. mittels eines mit dem Eisendrahtbündel induktiv verbundenen Telephons abhört. Die Änderung der Magnetisierung macht sich im Telephon als Geräusch bemerkbar.

Läßt man, ohne äußerlich die Magnetisierung geändert zu haben, eine zweite elektromagnetische Schwingung auf das Eisendrahtbündel einwirken, so ist in den meisten Fällen kaum noch ein Effekt festzustellen. Damit dieser vielmehr wieder eintritt, muß die magnetische Feldstärke im Eisendrahtbündel geändert werden, was durch Variation der den Magneten herstellenden Stromstärke oder durch Näherung oder Entfernung von den Magnetpolen bewirkt werden kann. Ferner ist es auch möglich, das Eisenbündel nach Art eines endlosen Bandes zu gestalten, um stets neue Eisen- oder Stahlteile an der betreffenden Stelle, an welcher die Schwingungen einwirken, zur Verfügung zu haben.

Um möglichst kräftige Wirkungen zu erhalten, soll die Einwirkung der schnellen Schwingungen auf das Eisendrahtbündel an den steilsten Stellen der Magnetisierungskurve stattfinden. Das sind also diejenigen Stellen, wo die Magnetisierungsänderung im Eisen am raschesten erfolgt.

Der erste magnetische Detektor scheint von Wilson (1897) angegeben zu sein. Dieser Detektor bestand aus einem gehärteten Eisendrahtring, auf dem eine von Wechselstrom durchflossene Spule aufgewickelt war. Hierdurch wurde der Drahtring magnetisiert. Über der von Wechselstrom gespeisten Spule befanden sich noch zwei weitere Spulen, von denen die eine mit Luftleitergebilde-Erdung, die andere mit den Klemmen eines Telephons verbunden war. Sobald nun bei Magnetisierung Schwingungen aufgenommen wurden, konnten diese infolge der Änderung des Magnetismus am Geräusch im Telephon wahrgenommen werden.

Einen ähnlichen Detektor hat später Tissot vorgeschlagen und angewendet. Eine Abart des Tissotschen Magnetdetektors ist in Fig. 22 zum Ausdruck gebracht.

In dem Feld eines konstanten Magneten *a* wird ein Drahtring *b* gedreht. Auf letzterem sind zwei Spulen oder auch mehrere Spulen *c* und *d* aufgebracht. Die Enden der Spule *c* führen an Schleifringe, die mit einem Telephon verbunden werden können. Die Enden der Spule *d* sind an dem Luftleiter angeschlossen. Auch hier wird wieder die gleiche Wirkung, welche sich in einem Knacken oder Geräusch im Telephon infolge der Änderung des magnetischen Induktionsfeldes bemerkbar macht, beobachtet. Wenn mehrere Spulen *cd* auf den Ring *b* aufgebracht werden, soll die Empfangswirkung regelmäßiger werden.

Von Marconi rühren hauptsächlich zwei von einander verschiedene Formen des Magnetdetektors her, von denen die erstere

darauf beruht, daß die magnetische Feldintensität geändert wird, was durch langsames Drehen eines Magneten an einem Drahtbündel vorbei bewirkt wird, während bei der anderen Form der Abstand der wirksamen Drähte von dem aktiven Magneten verändert wird.

Bei Aufnahme von Schwingungen hört man im Telephon ein knallendes Geräusch, dessen Ursache, wie oben auseinandergesetzt, die ist, daß der Magnetismus durch die aufgenommenen Schwingungen plötzlich geändert wird.

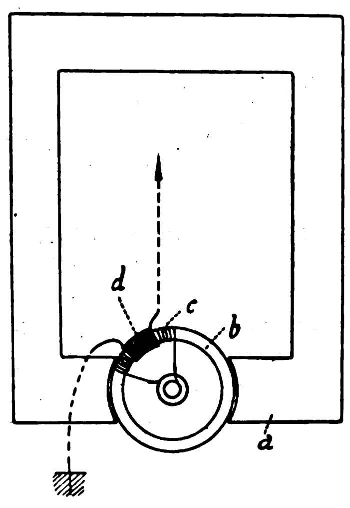


Fig. 22.

Bei der zweiten Form des Marconischen Magnetdetektors läuft ein aus dünnen isolierten Eisendrähten hergestelltes endloses Seil, das zweckmäßig außen paraffiniert wird, über zwei aus Holz oder Hartgummi hergestellte Seilscheiben, die mittels eines Uhrwerkes in langsame Rotationen versetzt werden. In der Mitte, zwischen den Seilscheiben ist über das Seil erst eine Spule und über diese noch eine zweite Spule geschoben. Die erstere ist mit dem Luftleiter verbunden. Die Enden der letzteren sind an die Klemmen eines Telephons angeschlossen. In der Mitte zwischen den Seilscheiben sind außerdem die permanenten Magnete (die gleichnamigen Pole aneinander) montiert, welche eine vorübergehende Magnetisierung des Seiles während des Passierens der ersteren Spule zu bewirken haben.

Der Vorgang beim Empfang ist derselbe wie früher. Die Magnetisierung des Seiles an der Stelle zwischen den Magneten bleibt zeitlich hinter der magnetisierenden Kraft zurück. In dem Moment jedoch, in welchem schnelle elektrische Schwingungen durch die erstere Spule gehen, wird die Phasendifferenz zwischen Magnetisierung und magnetisierender Kraft aufgehoben und es markiert sich diese Aufhebung und das Folgende der Magnetisierung durch ein Geräusch im Telephon.

Diese Form des Magnetdetektors ist nicht nur von Marconi, sondern auch von anderen häufig angewendet worden und bewährt sich namentlich bei der Telegraphie mit häufiger Funkenfolge gut, da alsdann die Zahl der auf das Seil wirkenden Impulse während der

Magnetisierung besonders groß ist. In dieser Hinsicht hat der Magnetdetektor Ähnlichkeit mit dem Kohärer.

Neuerdings soll es Marconi gelungen sein, mit dem Magnetdetektor nicht nur zu hören, sondern auch zu schreiben, indem der Detektor ein Relais betätigt.

Eine von den vorstehend beschriebenen Detektoren abweichende Form haben Ewing und Walter angegeben. Diese beruht auf dem Hysteresismesser von Ewing.

Sobald ein Elektromagnet in Umdrehungen versetzt wird, müßte sich infolge der Hysteresis eine zwischen den Polen des Elektromagneten vertikal drehbar angeordneten Spule gleichfalls drehen und zwar mit derselben Winkelgeschwindigkeit wie der Elektromagnet. Hiervon wird die Spule jedoch durch eine Spiralfeder gehindert, die nur eine bestimmte Winkeldrehung zuläßt. Man kann hierbei also die Größe der Hysteresis direkt ablesen. Sobald nun aber schnelle Schwingungen auf die Spule einwirken, wird die Hysteresis geändert und es äußert sich diese Änderung in einer Variation des Drehungswinkels.

Gleichfalls die vermehrte Drehbewegung durch Einwirkung der schnellen Schwingungen benutzte Arnò zur Konstruktion eines Magnetdetektors. An Stelle jedoch den Magneten selbst zu drehen, wendet er drei Spulen an, welche in einem Winkel von 120° montiert sind und die von phasenverschobenen Wechselströmen gleicher Frequenz durchflossen werden. Es entsteht hierdurch ein Drehfeld (Ferraris) und es wird ein in diesem Felde aufgehängtes Eisenstück in Drehung versetzt. Arnò verwendet in seinem Detektor nun nicht ein Spulensystem, sondern zwei Systeme, welche von entgegengesetzt gerichteten Wechselströmen durchflossen werden, deren Stärke gleich bemessen ist. Es werden infolgedessen die in jedem Drehfelde aufgehängten Eisen-, bzw. Stahlkörper nicht gedreht, sondern verbleiben in Ruhe. Sobald jedoch der eine Eisen- oder Stahlkörper der Wirkung schneller Schwingungen ausgesetzt wird, was z. B. dadurch bewirkt werden kann, daß man um diesen eine von den Empfangsschwingungen durchflossene Spule herumlegt, tritt eine Drehung des beweglichen Systems ein, indem der Betrag der Hysteresis des betreffenden Eisenkörpers variiert wird.

Fig. 23 gibt ein schematisches Bild des Detektors von Arnò. Auf zwei runden, aus Isoliermaterial hergestellten übereinander angeordneten Flächenkörpern sind die Spulen *a* montiert, welche in der Mitte der Flächenkörper das Drehfeld erzeugen. In diesem befinden

sich die Eisen- oder Stahlkörper *b*. Diese werden vorteilhaft aus dünneren voneinander isolierten hartgezogenen Drähten hergestellt. Es können u. a. auch in Paraffin eingegossene Eisenfeilspäne Anwendung finden. Um den oberen Eisenkörper *b* ist eine Kupferdrahtspirale *c* gelegt, die mit den Anschlußkontakten des Luftleiters und der Erdung Verbindung hat. Beide Eisenkörper *b* sind an einer Achse befestigt, welche mittels zweier feiner Drähte *d* aufgehängt ist.

Bei einem von Peukert angegebenen Detektor wird durch die

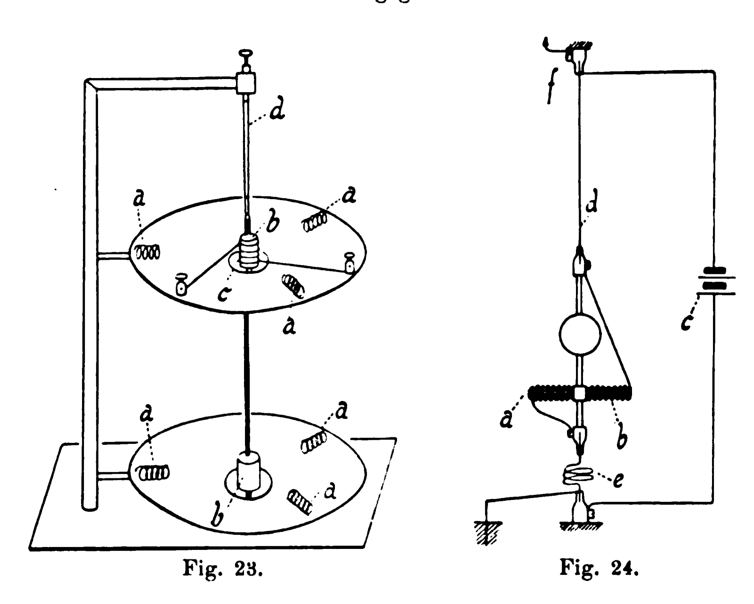


Fig. 23. Fig. 24.

Hysteresisarbeit ein Magnet in Bewegung gesetzt, hierbei isoliert jedoch im Gegensatz zum Walter-Ewingschen Detektor der Eisenkörper.

In den vorderen offenen Teil eines hufeisenförmigen Magneten rotiert ein mit einer Kupferdrahtspule bewickelter Eisenkörper. Letztere Bewegung kann mittels eines kleinen Elektromotors oder Uhrwerks hervorgerufen werden. Der Eisenkörper ist mit zwei voneinander isolierten Schleifringen versehen, auf denen Bürsten, die mit der Antenne, bzw. Erde verbunden werden, schleifen. An dem Magneten ist ferner ein Arm angebracht, welcher, wie bei einem Relais, an zwei Kontaktstellen Kontakt machen kann.

Bei der Rotation erfährt der Eisenkörper durch den Magneten abwechselnde Magnetisierungen und lenkt infolgedessen den Magneten aus seiner Ruhelage ab. Diese neue Einstellung wird wieder ver-

ändert, wenn schnelle elektrische Schwingungen durch den Eisenkörper hindurchgehen.

Ein Vorteil des Peukertschen Magnetdetektors ist die Tatsache, daß man mit ihm die Telegramme niederschreiben kann, indem der genannte Arm einen Lokalstromkreis betätigt.

Eine gewisse Ähnlichkeit mit dem Peukertschen Detektor zeigt das von E. F. Huth angegebene Oszillationsgalvanometer (Fig. 24), indem auch hierbei eine drehbar aufgehängte Spule durch die aufgenommenen Empfangsschwingungen abgelenkt wird.

a ist ein Stahldrahtbündel, welches im magnetischen Erdfeld oder in einem künstlichen Felde aufgehängt ist. Um dieses Stahldrahtbündel ist eine dünne Kupfer- oder Silberdrahtspule *b* gewickelt, welche durch die Aufhängung *d* und eine Torsionsfeder *e* hindurch mit einer Batterie *c* verbunden ist. Das Stahldrahtbündel wird hierdurch magnetisiert und nimmt eine bestimmte räumliche Lage ein. Sobald jedoch schnelle elektrische Schwingungen von der Antenne *f* aufgenommen werden, tritt infolge der von Rutherford beobachteten Erscheinung eine Entmagnetisierung des Drahtbündels *a* ein und es erfährt dieses eine Ablenkung aus der Ruhelage.

Da bis zu einem gewissen Grade die Entmagnetisierung proportional der Schwingungsintensität ist, können mit dem Instrument ähnlich wie mit den oben beschriebenen Detektoren von Ewing-Walter, Arnò und Peukert auch quantitative Messungen ausgeführt werden.

Es muß indessen davor gewarnt werden, die so erhaltene Meßgenauigkeit allzuhoch einzuschätzen, da die Magnetdetektoren keineswegs nur integrierend wirken, sondern vielmehr bei der plötzlichen Ausrichtung der Moleküle bei ihnen ein Effekt vorhanden ist, der an das Kohärenzphänomen erinnert, wobei die Maximalamplitude ausschlaggebend ist.

6. Gasdetektoren.

Als Vorläufer der Gasdetektoren kann die Zehndersche Röhre angesehen werden.

Diese besteht aus einer luftverdünnten Röhre, in welche mehrere Elektroden hineinragen. An zweien von diesen, die sich gegenüberstehen, liegt eine hohe Spannung, welche so groß ist, daß gerade kein direkter Stromübergang stattfinden kann. Bestrahlt man diese Stelle jedoch mit elektrischen Wellen, so wird die zwischen den Elektroden liegende Gasstrecke ionisiert und es findet ein sichtbarer Stromüber-

gang statt. Die Zehndersche Röhre ist so kombiniert, daß mittels einer Hilfselektrode Natrium elektrolytisch eingeführt werden kann. Dies hat zur Folge, daß bei Stromübergang die Röhre zu leuchten beginnt, wobei der Leuchteffekt in der Resonanzlage ein Maximum besitzt.

Später haben Righi, Boltzmann und Drude ähnliche Einrichtungen benutzt.

Als Empfangsdetektor für drahtlose Telegraphie scheint Fleming zuerst (1905) die Gas- oder Ventilröhre angewendet zu haben.

In einem Glasgefäß befindet sich ein Metallblechmantel (z. B. aus Aluminium). Innerhalb dieses Metallmantels, aber isoliert von diesem ist ein Draht, Kohlefaden o. dgl. angeordnet. Letzterer wird durch eine Stromquelle zum Glühen gebracht und sendet alsdann als Kathode Ionen aus, welche auf den Mantel auftreffen. Der Detektor wird mit einem Empfangsschwingungssytem verbunden, außerdem ist in die Zuleitung ein Anzeigeinstrument (Galvanometer, Telephon o. dgl.) eingeschaltet.

Beim Empfang wird durch die aufgenommenen Schwingungen der Elektrizitätstransport während des Glühens des Fadens oder Drahtes verstärkt, daher ein größerer Ausschlag im Galvanometer, bzw. ein Knacken im Telephon bewirkt. Nach Aufhören der Schwingungen ist der frühere Zustand von selbst wieder hergestellt.

Im wesentlichen dieselbe Ventilröhreneinrichtung ist nach Bekanntwerden des Flemingschen Detektors von de Forest vorgeschlagen worden. De Forest nennt seine Ventilröhre „Audion“ und gibt ihr u. a. die in Fig. 25 zum Ausdruck gebrachte Gestalt.

In einem Glasgefäß *a*, das evakuiert wird, sind drei Elektroden angebracht, nämlich ein Platindraht *b*, davor eine aus Platindraht angefertigte serpentinförmige Drahtelektrode *d* und vor dieser die Glühelektrode *c*. Bei einigen Ausführungen wird letztere aus Tantalmetall hergestellt.

Das Originelle liegt bei diesem Detektor in dem Vorhandensein der beiden Elektroden *b* und *d* und es scheint, als ob de Forest insbesondere die zwischen diesen beiden Elektroden liegende Gasstrecke benutzen will. Es ist damit eine Schaltung in der Weise möglich, daß an die Punkte *e* und *f* eine Heizspannungsquelle gelegt wird (siehe Fig. 26), daß an *b* und *d* das Empfangssystem angeschlossen wird und daß außerdem zwischen *b* und *d* noch eine Hilfsspannung liegt, welche Brandes zuerst vorgeschlagen hat, ähnlich wie bei der Zehnderschen Röhre. Es würde alsdann bei Empfang und während des Glühens von *c* eine verstärkte Ionenwanderung zwischen *b*

und *d* stattfinden, was durch das Anzeigeinstrument nachgewiesen werden kann.

Es kann die Schaltung aber auch so ausgeführt werden, daß Heizspannung und Hilfsspannung (Brandes) wieder an *e f*, bzw. an *b d* liegen und daß der Empfänger an *b c* angeschlossen wird. Es wird dann die gesamte Strecke des Kathodenfalles ausgenutzt.

Bei einer etwas anderen Ausführung des Audiondetektors, die de Forest für die speziellen Zwecke der drahtlosen Telephonie verwendet, liegt die ionenbildende Kathode zwischen den Elektroden (Fig. 25).

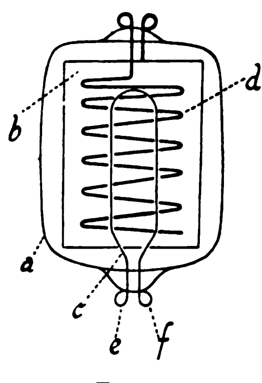


Fig. 25.

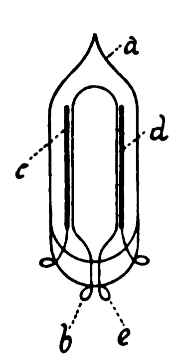


Fig. 26.

a ist das Glasgefäß; an den Klemmen von *b* liegt die Heizbatterie zweckmäßig derart, daß die Kathode links ist, *c* ist eine Elektrode, die mit dem Empfangssystem verbunden wird, *d* die andere. Zwischen *d* und *e* liegt eine Hilfsspannung und das Anzeigeinstrument.

Die Elektrode *d* kann mit Vorteil als Spirale aus einem Material der Metallfadenlampe ausgebildet werden.

Ein von Tissot angewendeter Gasdetektor für Meßzwecke auf größere Entfernungen zeigt eine ähnliche Gestalt. Tissot wandte als Anzeigeinstrument ein Karpentiergalvanometer an.

Wehnelt schlug vor, als ionenbildende Kathode einen mit Metalloxyd bestrichenen Draht, Drahtgitter oder ähnliches zu verwenden. Der Detektor erhält dann z. B. die in Fig. 27 dargestellte Anordnung.

Es zeigt sich jedoch, daß derartige mit Metalloxyd, z. B. Calciumoxyd bestrichene Elektroden leicht durchbrennen.

An Stelle einer Glühlampe, Metallfadenlampe, Wehneltröhre o. dgl.

kann auch jede andere Vakuumröhre mit ionenbildender Kathode Anwendung finden.

Weintraub hat daher vorgeschlagen, als Empfänger Quecksilberdampflampen zu benutzen. Eine Lampenform, welche hierfür in Betracht kommt, zeigt Fig. 28.

Eine mit mehreren Ansätzen versehene Quecksilberdampflampe *a* weist die festen Metallelektroden *b* und *c* und die Quecksilberelektroden *d* und *e* auf. Mit den Elektroden *b* und *c* wird das Empfangssystem derart verbunden, daß diese Punkte am Spannungsbauch, z. B. der sekundären Transformatorspule liegen. Mit einem anderen Punkte des

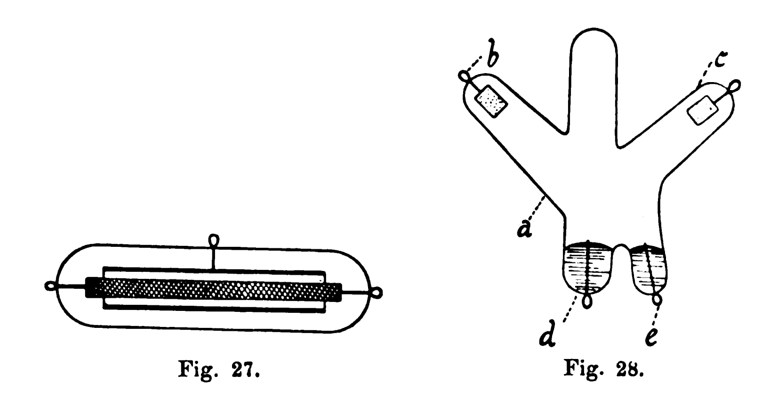


Fig. 27. Fig. 28.

Empfangssystemes, z. B. mit dem Spannungsnullpunkt, wird *d* verbunden. Zwischen *d* und *e* liegt die Heizstromquelle, welche nicht nur das Zünden der Röhre zu bewerkstelligen hat, sondern die dauernde Produktion der Metalldämpfe bewirkt. Es hat sich hierbei als zweckmäßig herausgestellt, die Zuleitungselektroden über die Quecksilberoberfläche hinaus zu führen, um für die Zündung und Metallverdampfung Fußpunkte zu haben.

7. Tikker.

a) Tikker in Verbindung mit Detektoren.

Den Ausgangspunkt der Tikkerempfangsanordnungen, welche zuerst von V. Poulsen angegeben wurden und die fast sämtlich von Poulsen und Pedersen herrühren, bildet ein Kondensatorempfänger, der aus Kapazität und Selbstinduktion besteht und wobei die Kapazitätseinrichtung so ausgeführt ist, daß nach Ladung des Kondensators

z. B. durch Entfernung der Platten die Kapazität verringert wird, also die Spannung steigt, und daß alsdann der Detektor mit dem Empfangssystem verbunden wird. Dies kann so ausgeführt sein, daß eine Kondensatorplattengruppe fest, die andere beweglich ausgeführt ist und daß die zweite Plattengruppe hin- und herbewegt wird, wobei sie in der Grenzlage, in welcher die Kapazität ein Minimum ist, einen Kontakt herstellt und hierdurch den Detektor anschließt.

Die Anordnung kann aber auch so sein, daß der Kondensator einen festen Plattensatz und einen in diesem drehbaren Plattensatz besitzt und daß man den letzteren beständig rotieren läßt und in den Minimalstellen der Kapazität den Detektor anschließt.

Diese Empfangseinrichtungen haben weder elektrisch noch mechanisch genügt, da die Kapazitätsvariation nicht genügend zu erhalten war und die Anordnung nicht sicher genug arbeitete.

Poulsen und Pedersen ersetzten daher bald den variablen Kondensator durch einen festen und brachten eine besondere Unterbrechungsquelle an, welcher sie die Bezeichnung „Tikker" beilegten.

Die Kombination des Tikkers oder Unterbrechers wird unter b) behandelt werden. Es genügt, vorläufig anzunehmen, daß der Tikker lediglich die Funktion hat, einen intermittierenden Kontakt, sei es mechanisch oder in einer anderen Weise, herzustellen.

Nach Pedersen ist es günstig, in den Empfangsschwingungskreis selbst den Tikker einzuschalten und zu diesem parallel einen der oben besprochenen Detektoren, z. B. einen Kohärer zu schalten. Auf diese Weise soll eine plötzliche Entladung durch den Detektor hindurch stattfinden. Die Anordnung hat aber den großen Nachteil, daß der Empfangskreis, der möglichst wenig gedämpft ausgeführt werden soll, sich nicht gehörig aufschaukeln kann, da dies im allgemeinen nur dann stattfindet, wenn der Kreis durch den Tikker hindurch geschlossen ist, was, da der Tikker einige hundertmal in der Sekunde öffnet und schließt, nur mit verhältnismäßig großen Unterbrechungen der Fall ist.

Erheblich besser ist die Poulsensche Empfangsschaltung, bei welcher ein möglichst schwach gedämpfter Resonanzempfangskreis angewendet wird, mit welchem periodisch ein Detektor verbunden wird. Diese periodische Verbindung und Trennung wird durch den Tikker bewirkt. Es können sich hierbei die aufgenommenen Schwingungen bis zur vollen Amplitude aufschaukeln und es wird alsdann durch den Tikker hindurch die aufgenommene Schwingung auf den Detektor übertragen.

Diese Anordnung ermöglicht eine ungleich bessere Abstimmung, da die Resonanzlage des fast dämpfungslosen Resonanzkreises (ohne Detektor) eine sehr scharfe und genau definierte ist.

Weitere von Poulsen angegebene Tikkerempfangsanordnungen bestehen darin, daß der Kreis, mit welchem der Detektor verbunden ist, bzw. in dem er eingeschaltet ist, periodisch eine Variation seiner Frequenz erfährt, um eine Veränderung in der Beeinflussung des Detektors herbeizuführen. Diese Dämpfungsvariation wird durch den Tikker bewirkt, dadurch, daß dieser einen zum Resonanzkreis parallel liegenden Kreis (im einfachsten Fall einen Kondensator) an- oder abschaltet.

Auch kann nach Poulsen die Unterbrechungsvorrichtung (Tikker) direkt in den Detektorkreis eingeschaltet werden. Es sind indessen alle diese Tikkerdetektorschaltungen den nun folgenden einfachen Tikkerschaltungen unterlegen, da bei allen vorgenannten Anordnungen die Detektordämpfung mehr oder weniger in Betracht kommt und der einfache Tikker geradezu prädestiniert erscheint, nahezu verlustlos, also fast ideal zu arbeiten.

b) Tikkerschaltungen und Tikker.

Das Prinzip der einfachen Tikkerschaltung besteht darin, daß in einem möglichst wenig gedämpften Schwingungssystem (Resonanzkreis) die vom Luftleiter aufgenommene Schwingungsenergie sich aufschaukeln kann und daß zu bestimmten Momenten das Schwingungssystem direkt und zwar ohne Zuhilfenahme eines Detektors mit einem Nachweisapparat (Telephon) verbunden wird.

Die sich hieraus ergebende einfachste und auch beste Schaltung ist in Fig. 29 zum Ausdruck gebracht.

a ist die Antenne, *b c* das schwachgedämpfte Schwingungssystem, *d* der Tikker, *e* ein großer Kondensator, *f* ein Telephon.

Den Vorgang kann man sich so vorstellen, daß die aufgenommenen Schwingungen sich in *b c* auf hohe Amplitude aufschaukeln, so lange *d* öffnet. Sobald aber *d* schließt, geht die in *b c* vorhandene Ladung auf den Kondensator *e*, welcher sich durch das Telephon hindurch entladet.

Andere einfache Tikkerschaltungen bestehen darin, daß der große Kondensator *e* mittels des Tikkers abwechselnd mit dem Schwingungssystem *b c* und dem Telephon *f* verbunden wird, oder daß der Kondensator *e* mit parallel geschaltetem Telephon *f* zwischen *b c* geschaltet

wird und daß parallel zum Schwingungssystem der Tikker mit Kondensator in Serie liegt.

Beide letztgenannte Schaltungen sind indessen nicht so wirksam, als Schaltung Fig. 29, bei welcher bei richtiger Wahl der elektrischen Konstanten der Empfangseffekt c. p. am besten ist. Voraussetzung ist selbstverständlich ein richtig eingestellter und sachgemäß hergestellter Tikker.

Eine sehr einfache Tikkerform, welche früher oft angewendet wurde, und die mit dem Neefschen Hammer große Ähnlichkeit besitzt, gibt Fig. 30 wieder.

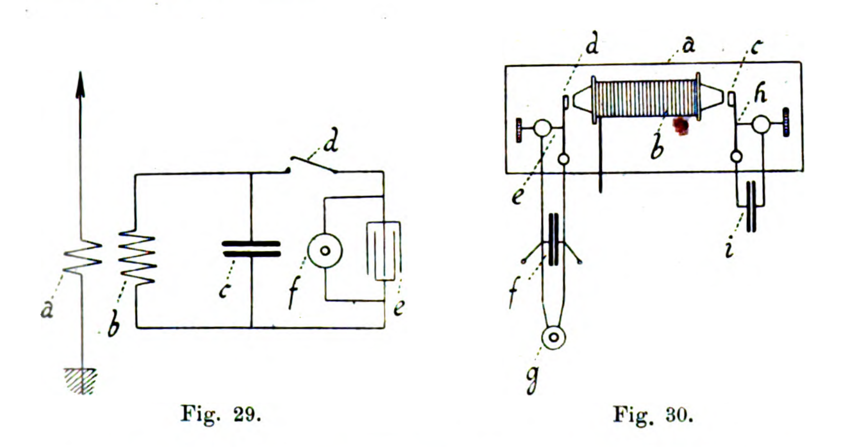


Fig. 29. Fig. 30.

Auf einer Grundplatte aus Hartgummi *a* ist eine Spule mit Eisenkern *b* angeordnet. Der Eisenkern ragt nach rechts und links aus der Spule heraus und ist konisch zugespitzt. Er betätigt nach beiden Seiten hin Anker *c* und *d*, von denen der Anker *c* zur Erzeugung der Impulse dient, während der Anker *d* entsprechend diesen Impulsen angezogen und abgestoßen wird, d. h. an der Unterbrechungsstelle *e* Kontakt macht oder öffnet. Es ist parallel zu dieser Öffnungsstelle *e* ein Kondensator *f* geschaltet, der einen sehr großen Kapazitätswert besitzt und dessen Belegungen mit dem Telephon *g* verbunden werden. Außerdem sind hier Anschlußkontakte für den Empfangsresonanzkreis vorgesehen. Das eine Ende der Spule *b* und die Unterbrechungskontaktstelle *h* sind an eine Stromquelle geführt, um den Anker *c* zu betätigen. Parallel zur Unterbrechungsstelle *h* liegt der Funkenlöschkondensator *i*.

Die Unterbrechungen, welche mit diesem Unterbrecher erzielt

werden, lassen im allgemeinen sowohl an Regelmäßigkeit, als auch an genügend rascher Aufeinanderfolge zu wünschen übrig. Poulsen hat daher Tikker benutzt, und es sind diese jetzt allgemein im Gebrauch, bei denen nur ganz leichte Massen in Betracht kommen für die Bewegung und bei denen zwischen zwei Edelmetalldrähten (meist Golddrähte) Kontakt gemacht wird.

Eine derartige Konstruktion ist schematisch in Fig. 31 dargestellt.

In einem Gehäuse *a* ist ein Elektromagnetsystem *b* angeordnet. Vor diesem spielt ein Anker *c*, welcher mit einer Feder versehen ist, die die Stromöffnungen und -schließungen herstellt. Der obere Teil des Ankers läuft in einer Feder *d* aus, welche ihrerseits nicht drehbar gelagert, sondern vielmehr an einer gering federnden Platte befestigt ist. Auf letzterer ist ein die Verbindung zwischen Feder und Platte bestehender Körper *e* angebracht, auf dem der Golddraht *f* aufgeschraubt ist. Dieser macht mit einer verschiebbar angeordneten Drahtschleife *g* Kontakt, wobei der Kontaktdruck durch eine seitlich sichtbare Schraube *h* regulierbar ist.

Bei neueren Tikkerausführungen ist die Anordnung und Ausführung der Elektromagnete und der Drähte, eine etwas andere, das Wesentliche ist jedoch dasselbe geblieben wie beim Tikker Fig. 31 und entstammt den Originaleinrichtungen Poulsen-Pedersens.

Die Einstellbarbeit, Empfindlichkeit in elektrischer Beziehung und stete Betriebsbereitschaft lassen den Tikker vor allen anderen Detektoren und Nachweisapparaten rangieren. Drahtlose Telephonie und Tonempfang können jedoch bei den gegenwärtigen Konstruktionstypen mit ihm nicht ausgeführt werden.

8. Elektrometerdetektoren.

Für Untersuchungen von schnellen Hertzschen elektrischen Schwingungen wurde schon zeitlich für die ersten Marconischen Versuche von Blyth und nachdem von Bjerknes als Anzeigevorrichtungen der Abstimmung im Resonator Quadrantelektrometer vorgeschlagen und angewendet. Auch Thomsonsche Multizellularvoltmeter, deren Ausführung diesen ähnlich ist, wurden benutzt. Diese Anordnungen haben jedoch den Nachteil, daß die Eigenkapazität des Instrumentes störende Beeinflussungen ausführen kann, wozu noch die schwierige Ablesung mit Fernrohr und Skala kommt.

Die Einschaltung des Elektrometers, bzw. Multizellularvoltmeters fand einfach in der Weise statt, daß dieses an Stelle der Funkenstrecke

(im Oszillator) mit den einander gegenüberstehenden Punkten der Resonatorleiter verbunden wurde. Sobald im Resonator Schwingungen auftreten, sucht sich die Kapazität des Elektrometers zu vermehren und die drehbaren Platten bewegen sich gegen die feststehenden hin. Der Höchstwert wird bei Resonanz erreicht. Nach Zenneck ist es vorteilhaft, die Elektrometerquadranten und die Nadel durch große Widerstände miteinander zu verbinden (z. B. nasser Bindfaden).

Im wesentlichen führte Bjerknes mit derartigen Elektrometern seine mustergültigen Wellenlängen- und Dämpfungsmessungen aus.

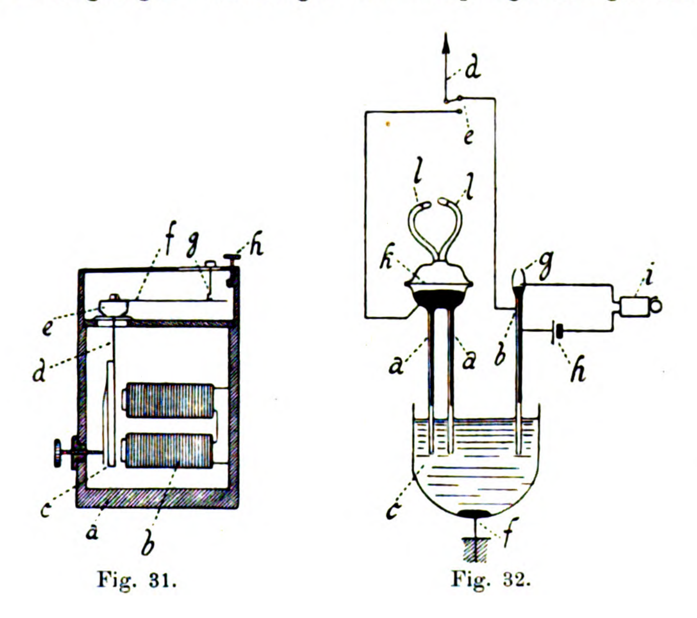


Fig. 31. Fig. 32.

Nach Bjerknes hat sich in der Hauptsache auch noch Lagergreen dieser Elektrometeranordnungen, aber gleichfalls auch nur zu Meßzwecken, bedient.

Erst Karpen hat viel später den Gedanken wieder aufgegriffen und einen Wellendetektor für drahtlose Telegraphie konstruiert, der ein einfaches Elektrometer darstellt.

Sobald die Elektrometernadel von ankommenden Wellen getroffen wird, bewegt sie sich, indem sie sich in ein Zylindersegmentsystem hineindreht. Sobald die Schwingungen aufhören, geht die Nadel unter Einwirkung der Torsionskraft ihres Aufhängungsfadens in die Nulllage zurück.

Wenn auch gerade dieser Detektor für den Empfangsbetrieb der Praxis ungeeignet erscheint, so dürfte er doch bei geringeren Entfernungen für Meßzwecke im Prinzip geeignet sein, da die Energie direkt festgestellt werden kann.

Eine andere Anwendung des Elektrometerprinzips stellt das sog. Dynamometer für schnelle elektrische Schwingungen von Papalexi dar, welches im Prinzip mit einem von Hertz angewendeten Instrument identisch ist.

Hierbei ist ein aus dünnen Holzstäbchen bestehendes Kreuz vorgesehen, das drehbar aufgehängt ist. An der Drehachse des Holzkreuzes sind oben und unten Dämpfungsflügel aus Glimmer vorgesehen, außerdem ist an dieser ein kleiner Spiegel zur Ablesung befestigt. Die Achse ist ihrerseits an einem Kokonfaden aufgehängt. An den Enden der Holzstäbchen sind quadratische Flächen angebracht, welche aus sehr dünnem Aluminiumbleche hergestellt sind. Oberhalb und unterhalb der Aluminiumbleche sind je vier kleine Horizontalspulen montiert, von denen die untere Gruppe direkt unter den Blechen fest angeordnet ist, während die obere Gruppe in vertikaler Richtung bewegt wird. Diese Bewegung erfolgt so, daß z. B. die an einem Brett befestigten Spulen gemeinsam aufwärts, bzw. abwärts bewegt werden. Hierdurch kann die Empfindlichkeit des Instrumentes beliebig variiert werden.

Bei Wellenaufnahme findet eine Drehung des Holzkreuzes statt, wobei der Ausschlag annähernd $i^2 \, d \, t$ ist.

Auf dem Prinzip des Kapillarelektrometers beruht der Quecksilberkapillardetektor von Plecher. Eine Kombination dieses Detektors mit einer Anrufvorrichtung gleicher Art gibt Fig. 32 wieder. Rechts in der Figur ist die Anrufvorrichtung, links ist der Detektor dargestellt.

Die Elektrometer bestehen aus Glasröhren *a b*, deren lichter Öffnungsdurchmesser ca. 1 mm beträgt. In den Röhren halten sich vermöge der Kapillarkraft Quecksilberfäden in der Schwebe, derart, daß sie nahezu bis an das untere Röhrenende reichen. Die Röhren stehen in einer Cyankaliumlösung *c* (1 %, Cyansilber und 10 % Calciumhydrat). *d* ist die Antenne, *e* ein Umschalter, *f* die Erdung, die durch Quecksilber mit der Cyankaliumlösung in Verbindung steht.

Bei der gezeichneten Schaltung ist der Luftdraht *d* mit der Anrufvorrichtung verbunden. Bei dieser sind in das Glasgefäß *g* entsprechende Platinkontakte eingeschmolzen, welche mit dem Umschalter *e*, bzw. mit der elektrischen Klingel *i* und der Batterie *h* verbunden sind.

Sobald Schwingungen auf den Luftleiter einwirken, verschiebt

sich infolge der Spannungsänderung der Berührungspunkt zwischen dem Quecksilber und der Cyankaliumlösung, der obere Kontakt wird betätigt und die Klingel ertönt.

Nunmehr wird der Schalter *e* auf den anderen Kontakt gelegt, so daß der Empfangsdetektor betätigt wird. Hierbei ist die Wirkung Cyankalium und Quecksilber dieselbe wie beim Anruf; es wird hierbei jedoch nicht eine Klingel oder andere Alarmvorrichtung in Tätigkeit gesetzt, sondern es wird vielmehr eine Membrane *k* bewegt, deren schwingende Bewegungen mittels der Hörschläuche abgehört werden können.

Wenn auch das Gefäß oberhalb der Membran *k* als Resonanzkasten wirkt, so ist dennoch die Wirkung nur schwach und der Empfänger sehr unempfindlich. Erst durch Anwendung eines Lautverstärkers könnte er brauchbar gemacht werden.

(Eingesandt 29. April 1910.)

Patentschau.

Von **H. Eales.**

Erzeugung elektrischer Schwingungen.

Das Patent Nr. 231963 von Dr. Glatzel in Berlin schützt ein Verfahren zur Erzeugung von Hochfrequenzströmen nach dem Prinzip der Stoßerregung. Bei diesem Verfahren wird für den Stoßkreis eine Entladestrecke verwendet, die als Glimmlichtfunkenstrecke ausgebildet ist. Die Betriebsstromstärke der Entladestrecke muß dabei auf den Bereich, welcher für die reinste Stoßerregung maßgebend ist, einreguliert werden. Die Entladestrecke wird dabei in einem luftabgeschlossenen Gefäß oder Behälter angeordnet, in welchem gegebenenfalls ein indifferentes Gas oder Dampf, wie z. B. Stickstoff, Wasserstoff o. dgl. sich befindet. Die Elektroden müssen dabei aus Metall von guter Wärmeleitfähigkeit bestehen, insbesondere eignen sich hierzu die Metalle der Eisengruppe, insbesondere Nickel, da diese Metalle eine Zerstäubung der Funkenstrecke verhindern. Die Entladestrecke kann auch in einem magnetischen Felde angeordnet werden.

Das Patent Nr. 232941 desselben Erfinders betrifft ein Zusatz-

patent hierzu. Hiernach soll zur dauernden Erzielung reinster Stoßerregung Wechselstrom beliebiger Periodenzahl und von einer solchen Kurvenform angewendet werden, deren Maximalwert dem jeweiligen Grenzwert für eine Stoßerregungsfunkenstrecke entspricht und während einer ganzen Halbperiode konstant bleibt.

Das D. R. P. Nr. 229363 der Marconis Wireless Telegraph Co. Ltd. in London betrifft eine Vorrichtung zur Erzeugung elektrischer Schwingungen, bei welcher zur Erzielung der für möglichst gleichmäßige lichtbogenfreie Funkenperioden erforderlichen großen Relativgeschwindigkeit der funkensprühenden Teile die Ränder der als Elektroden verwendeten Scheiben bei geringem Zwischenraume einander zugekehrt sind und in entgegengesetzter Richtung aneinander vorbeigehen.

Die durch D. R. P. Nr. 232174 von E. v. Lepel in Berlin geschützte Einrichtung zur Erzeugung schneller elektrischer Schwingungen aus Gleich- oder Wechselstrom ist dadurch gekennzeichnet, daß die

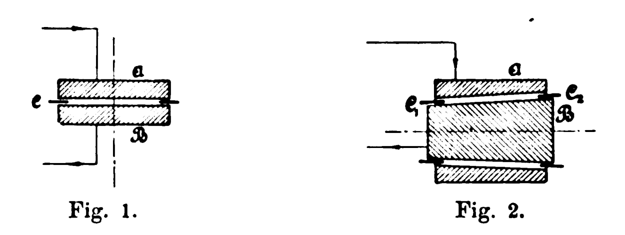


Fig. 1. Fig. 2.

beiden Elektroden des Schwingungserzeugers, zwischen denen eine elektrische Entladung vor sich geht und von denen die negative metallisch sein muß, einander parallel sind und einen Abstand voneinander besitzen, der im Vergleich zu ihrer Fläche sehr klein ist, und daß diesem Schwingungserzeuger ein oder mehrere Schwingungs kreise parallel geschaltet sind. Der Schwingungserzeuger selbst ist derart ausgebildet, daß an Umfang der Elektroden zwischen diese eine Schicht eines geeigneten Nichtleiters insbesondere Papier gelegt ist; diese Papierschicht soll den Zweck haben, die zwischen den Elektroden vor sich gehende Entladung zu hindern, den Rand der Elektroden zu erreichen und dort in einen unwirksamen Lichtbogen überzugehen.

Zwei Ausführungen dieses Schwingungserzeugers sind in den Fig. 1 u. 2 dargestellt; *A* und *B* sind die Elektroden, die entweder die Form zweier einander gegenüberstehender Scheiben (Fig. 1) oder zweier ineinander gesteckter Zylinder, oder endlich, wenn der Abstand

regelbar sein soll, zweier wie bei einem Gashahn ineinander gesteckter Kegel (Fig. 2) erhalten. C_1 C_1 C_2 sind die Papierzwischenlagen.

Der v. Lepelsche Generator ist ferner geschützt durch das französische Patent Nr. 393292 und das britische Patent Nr. 17349 v. J. 1908. Das britische Patent Nr. 28452 v. J. 1909 desselben Erfinders bezieht sich darauf, daß die beiden, dem Schwingungserzeuger parallel geschalteten Schwingungskreise fest miteinander gekoppelt sind, und zwar soll diese Koppelung in umgekehrter Phase vorgenommen sein, wodurch besondere und günstigere Wirkungen erhalten werden sollen, als wenn diese Koppelung mit gleicher Phasenrichtung erfolgt. Nach der französischen Patentschrift Nr. 410667 von E. v. Lepel und W. Burstyn sollen dem Schwingungserzeuger ein oder mehrere Schwingungskreise sehr hoher Frequenz und außerdem ein oder mehrere Schwingungskreise niedriger Frequenz parallel geschaltet sein. Der Empfänger soll dann mechanisch (akustisch) oder elektrisch auf die niedrige Frequenz abgestimmt werden.

Eine abgeschlossene Funkenstrecke zur Erzeugung elektrischer Schwingungen betrifft das Patent Nr. 230484 der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Diese abgeschlossene Funkenstrecke besteht aus zwei flachen gegeneinander gepreßten Elektroden (*a b* in Fig. 3 u. 4) mit dazwischen liegenden den Abstand der Elektroden bestimmenden Isolationsmaterial (*c*). Die Kennzeichen bestehen darin, daß an den Rändern des Isolationsmaterials der Elektrodenabstand größer ist als in dem Funkenraum (Fig. 3 u. 4) und daß letzterer ringförmig gestaltet ist (Fig. 4). Hierdurch soll einerseits eine Zerstörung des Isolationsmaterials verhindert werden, so daß keine schädlichen Verbrennungsprodukte in dem Funkenraum gelangen, und durch die ringförmige Ausbildung soll die Herstellung von Funkenstrecken mit großen Entladungsflächen ermöglicht werden.

Das Patent Nr. 229630 der C. Lorenz A. G. in Berlin betrifft eine Einrichtung zur Erzeugung schneller elektrischer Schwingungen mittels Löschfunkenstrecke. Diese Schaltung ist in Fig. 5 dargestellt. Der Schwingungserzeuger *e* ist dabei mit einem oder mehreren in sich geschlossenen Schwingungskreisen *a*, die aus Selbstinduktion *d* und Kapazität *c* bestehen, hintereinander geschaltet. *b* ist die Antenne. *f* und *g* sind Blockkapazitäten, während *h* eine zwischen den Elektroden befindliche feste Wasserstoffverbindung, beispielsweise Vaseline o. dgl. bedeutet. Diese Wasserstoffverbindung kann auch fortfallen, sobald die Entladungsstrecke die für eine Stoßerregung geeigneten Bedingungen erfüllt. Nach dem Erlöschen der Funkenstrecke *e* wirkt

dann das ganze System ab wie ein frei im Raume befindlicher (ungeerdeter) Oszillator, bei dem also erheblich kürzere Wellen wie beim Poulsengenerator erzielt werden können.

Die britische Patentschrift Nr. 6424 v. J. 1909 und die schweizerische Patentschrift Nr. 48012 der Gesellschaft für drahtlose

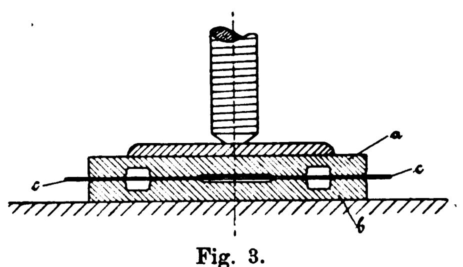


Fig. 3.

Telegraphie m. b. H. in Berlin betreffen die verschiedenen Ausführungsformen der Kupfer- und Silberfunkenstrecke für Stoßerregung, die Kühlung der Serienfunkenstrecken und den Betrieb mit Wechselstrom; insbesondere sind auch in der genannten schweizerischen Patentschrift die Mittel zur Regelung des Betriebes derartiger Serienfunken-

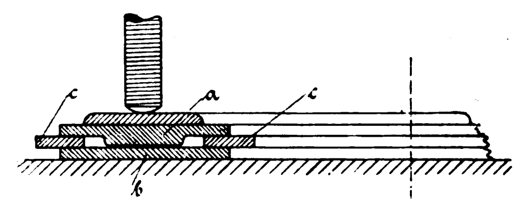


Fig. 4.

strecken durch Kurzschließen einer oder mehrerer Teilfunkenstrecken angegeben.

Das amerikanische Patent Nr. 971935 von Emil J. Simon in New York betrifft eine Löschfunkenstrecke, bei welcher an Stelle von Mikaringen Ringe aus Weichgummi zwischen den Rändern der zusammengepreßten Elektroden angeordnet sind. Hierdurch soll ein besserer Luftabschluß als durch Mikaringe erzielbar sein.

Ebenfalls auf Stoßerregung beziehen sich die Anordnungen von S. Eisenstein in St. Petersburg, nach den französischen Patenten Nr. 390112 nebst Zusatzpatenten Nr. 10631, 11283, 12875, 12876

und 12877, sowie in den britischen Zusatzpatenten Nr. 16354 und 16356 vom Jahre 1910 (Zusätze zum britischen Patent Nr. 10019 vom Jahre 1908). Es wird dort die bei der Entladung zwischen einer Spitze und einer gekühlten Elektrode auftretende Ventilwirkung benutzt, und zwar soll entweder ein mit Spitzen am Rande versehenes Rad sich gegenüber einer Elektrode in Form eines durch eine Flüssigkeit gekühlten Gefäßes bewegen, dessen eine die Elektrode bildende Wand entweder konvex oder konkav gestaltet ist, oder es soll eine Parallel- oder eine Hintereinanderschaltung mehrerer aus Spitze und Platte gebildeter Entladungsstrecken benutzt werden, wobei diese letzteren im entgegengesetzten Sinne geschaltet sind. Hierdurch soll eine Verbesserung der Stoßwirkung erzielt werden.

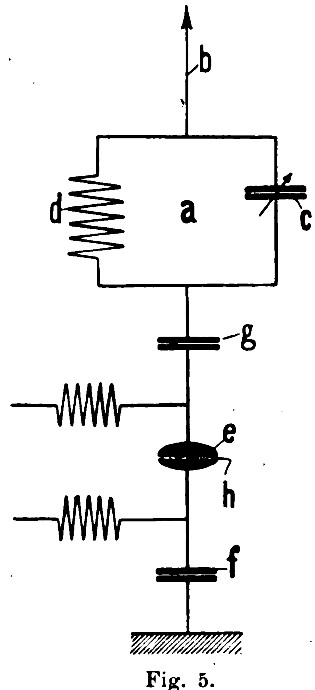


Fig. 5.

Lee de Forest schlägt in der amerikanischen Patentschrift Nr. 979277 vor, zur Erzeugung elektrischer Schwingungen an Stelle von Funkenstrecken oder Lichtbögen Leiter zweiter Klasse zu verwenden, z. B. die Oxyde der Zirkoniumgruppe, oder poröse Körper, wie z. B. Asbest, die mit diesen Leitern zweiter Klasse getränkt sind. Er will dadurch erreichen, daß der Schwingungskreis geschlossen ist und er will dadurch eine größere Konstanz und Kontinuität der Schwingungserzeugung erreichen. Er beschreibt und stellt in den zu der genannten Patentschrift gehörigen Zeichnung fünf verschiedene Ausführungen desselben Erfindungsgedankens dar, unter anderem auch die Verwendung einer Glühlampe mit einem kurzen Glühfaden aus harter Kohle in einem evakuierten Glasgefäß.

F. Jacoviello in Parma will nach dem britischen Patent Nr. 7184 vom Jahre 1910 und dem französischen Patent Nr. 412977 nebst Zusatzpatent Nr. 13092 zur Schwingungserzeugung einen Hochspannungslichtbogen verwenden mit einem Gasstrahl, welcher derart in den Lichtbogen geblasen wird, daß das Gas angenähert den Weg

der Ionen des Entladungsstromes verfolgt. Zu diesem Zwecke verwendet er hohle Elektroden und bläst den Gasstrom durch die eine Elektrode derart mit großer Geschwindigkeit in den Lichtbogen ein, daß der Gasstrom in der entgegengesetzten Elektrode entlang strömt oder in sie eintritt.

C. R. Saffell beschreibt in der amerikanischen Patentschrift Nr. 966475 eine Anordnung, welche es ermöglichen soll, daß die Rotationsgeschwindigkeit des Wechselstromgenerators, welcher den Schwingungserzeuger speist, und damit auch dessen Spannung konstant bleibt, wenn der Taster niedergedrückt wird. Zu diesem Zwecke wird durch den Morsetaster beim Einschalten des Schwingungserzeugers das Feld des Antriebsmotors um einen solchen Betrag geschwächt, daß trotz der Vergrößerung der Belastung dessen Umdrehungszahl konstant bleibt.

(Eingesandt 5. April 1911.)

Bei der Redaktion eingegangene Bücher und Schriften.

(Die Redaktion behält sich die Besprechung einzelner Werke vor.)

Announcement of a change in the value of the international Volt. (Circular of the Bureau of Standards Nr. 29, Washington 1910).

Karl Strecker, Fortschritte der Elektrotechnik. 24. Jahrgang. Das Jahr 1910. Zweites Heft. Verlag von Julius Springer in Berlin 1911. Brosch. M. 10.—

Abraham-Föppl, Theorie der Elektrizität II. (Elektromagnetische Theorie der Strahlung von M. Abraham). 2. Aufl. Verlag B. G. Teubner in Leipzig 1908. Geb. M. 10.—

Löwy, H. u. Leimbach, G., Separatdruck Phys. Ztschr. **11**, 697, 1910. Eine elektrodynamische Methode zur Erforschung des Erdinnern.

A E G-Zeitung, XIII. Jahrg. Nr. 9. März und April 1911.

Helm, Georg, Die Grundlehren der höheren Mathematik. Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H. Leipzig 1910.

Literaturverzeichnis.

Airey, H. Morris, s. Eccles, W. H.

Austin, Louis W., Bull. Bur. of Standards **6**, 527, 1910. The comparative sensitiveness of some common detectors of electrical oscillations.

Baker, T. Thorne, Electrician **66**, 902, 1911. Wireless telegraphy from aeroplanes.

Bonazzi, O., N. C. **56**, 361, 1911. Misura della permeabilità del ferro nel campo magnetico della scariche oscillatorie.

Budde, E., Verh. D. Phys. Ges. **13**, 121, 1911. Zur Theorie des Mitschwingens.

Burstyn, W., Elektrot. Ztschr. **32**, 300, 1911. Drahtlose Telegraphie System von Lepel (Korrespondenz).

Campbell, A. u. Dye, D. W., Electrician **66**, 862, 1911. On very high sound vibrations produced by electric sparks (vgl. ebenda S. 959, Wertheim-Salomonson u. S. 960, F. Mather-Korrespondenz).

Caudrelier, E., C. R. **152**, 762, 1911. Recherches sur la constitution de l'étincelle électrique.

O'Conor, E., Phys. Ztschr. **12**, 196, 1911. Über das Spektrum des Poulsenschen Lichtbogens.

Dubilier, Wm., Electrician **66**, 830, 1911. Dubilier's new commercial wireless telephone (Korrespondenz).

Dye, D. W., s. Campbell, A.

Dyke, G. B., s. Fleming, J. A.

Eccles, W. H. u. Airey, H. Morris, Proc. Roy. Soc. A. **85**, 145, 1911. Note on the electric al waves occurring in nature. (Paper read before the royalsociety 9. III. 1911.)

Eriksson, Olaf, Die Dämpfung in Kondensatorkreisen mit Funkenstrecke. Diss. Uppsala 1909 (schwedisch).

Esau, A., Ann. Phys. **34**, 547, 1911. Widerstand und Selbstinduktion von Spulen für Wechselstrom. III. Einfluß der Dämpfung auf Widerstand und Selbstinduktion.

Ferrié, Elektrot. Ztschr. **32**, 247, 1911 (Ref. über Rev. d'El. **12**, 99, 1910). Die drahtlose Telegraphie an Bord von Luftschiffen.

— C. R. Tome **152**, 515, 1911. Sur la mesure des longueurs d'ondes hertziennes.

— Soc. Franç. de Phys. Nr. 3, 8—10, 1911. Sur quelques applications nouvelles de la télégraphie sans fil (vgl. Journ. d. phys. (5) **1**, 178, 1911).

Fleming, J. A. u. Dyke, G. B., Electrician **66,** 658, 1911. The measurement of energy losses in condensers traversed by high frequency electric oscillations.

— Electrician **66,** 777, 1911. Note on the experimental measurement of the high-frequency resistance of wires.

— Electrician **66,** 817, 1911. Resonance curves taken with impact and spark-ball dischargers.

Galletti, R. C., Electrician **66,** 957, 1911. Syntony of a quenched spark (Korrespondenz, vgl. ebenda S. 958, W. H. Eccles und A. J. Makower).

Giebe, E., Ztschr. f. Instrumentenkunde **31,** 33, 1911. Präzisionsmessungen an Selbstinduktionsnormalen.

Goldschmidt, R., Electrician **66,** 744, 1911. An alternator for direct production of electric waves for wireless telegraphy.

Grober, M. K., Phys. Ztschr. **12,** 121, 1911. Zur Theorie der Dämpfung bei Hertzschen Wellen (vgl. ebenda S. 224, B. Macků).

Grover, Frederik W., Bull. Bur. of Standards **6,** 489, 1910. The mutual inductance of two parallel coaxial circles in terms of hypergeometrical series.

Gutton, C., C. R. **152,** 685, 1911. Comparaison des vitesses de propagation de la lumière et des ondes électromagnétiques le long des fils.

Hovland, A. N., Ztschr. f. Schwachstr. **5,** 33, 94, 1911. Leitungstelegraph und Radiotelegraph mit Typendruck und Geheimschrift.

Hirsch, Richard, Electrician **66,** 911, 1911. A direct reading wave meter (vgl. Jahrb. **4,** 250, 1911).

Jégon, Paul, L'Électricien **31** (Tome 41), 133, 1911. Récepteur du signal horaire hertzien.

Kock, F., Phys. Ztschr. **12,** 124, 1911. Lichtbogengenerator für Laboratoriumszwecke.

Larsen, Absalon, Elektrot. Ztschr. **32,** 284, 1911. Ein akustischer Wechselstromerzeuger mit regulierbarer Periodenzahl (600—1100 per Sek.) für schwache Ströme.

Leimbach, Gotthelf, Elektrot. Ztschr. **32,** 237. 1911. Drahtlose Telegraphie im Erdinnern.

Lepel, E. v., Elektrot. Ztschr. **32,** 167, 1911 (Ref. über Electrician **64,** 1909). Drahtlose Telegraphie (System v. Lepel).

Löwy, H. u. Leimbach, G., Phys. Ztschr. **11,** 697, 1910. Eine elektrodynamische Methode zur Erforschung des Erdinnern.

Majorana, Quirino, Arch. d. sc. phys. et nat. Tome **31,** 124, 1911. Recherches et expériences de téléphonie électrique sans fil.

Makower, A. J., Nature **86** (Nr. 2157), 17, 1911. Wireless telegraphy systems.

Makower, A. J., Nature 86 (Nr. 2160), High-frequency generator (Goldschmidt) for wireless telegraphy.

Nasmyth, George W., Phys. Rev. **32**, 69, 103, 1911. Experiments in impact excitation. I. The characteristics of short arcs between metal electrodes. II. The intensity of the Lepel arc oscillations as a function of the arc current, capacity and inductance.

Nicholson, J. W., Phil. Mag. **21** (6), 281, 1911. On the bending of electric waves round a large sphere.

Olshausen, G. R., Phys. Rev. **31**, 617, 1910. Absolute formulae for the mutual inductance of coaxial solenoids.

Péri, Elektrot. Ztschr. **32**, 247, 1911. Wellenmesser nach Péri.

Petit, G. E., La Lum. Él. **33** (Tome XIII), 227, 1911. Procédé pour déterminer à l'aide de deux antennes la direction d'un poste radiotélégraphique qui fait des émissions continues.

Planck, Max, Verh. D. Phys. Ges. **13**, 138, 1911. Eine neue Strahlungshypothese.

Schuleikin, M., Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. **42**, phys. T. 471, 1910 (Russisch). Über elektrische Schwingungen.

Seibt, G., Electrician **66**, 676, 1911. Development of the wave-meter in wireless telegraphy.

— Phys. Ztschr. **12**, 184, 1911. Der radiotelegraphische Gleichstrom-Tonsender (Korrespondenz, vgl. ebenda **11**, 1130, 1910 u. **12**, 70, 1911, und Jahrb. **4**, Hefte 3 u. 4, 1911.

Settnik, Karl, Ann. Phys. **34**, 565, 1911. Die Entstehung von sehr wenig gedämpften Wellen mit rein metallischer Leitungsbahn bei Nebenschaltung von Antennen an die Funkenstrecke eines Oszillators.

Sommerfeld, A., Phys. Ztschr. **12**, 158, 1911 (vgl. Jahrb. **4**, 157, 1910). Ausbreitung der Wellen in der drahtlosen Telegraphie. Einfluß der Bodenbeschaffenheit auf gerichtete und ungerichtete Wellenzüge.

Thomson, J. J., Ann. Phys. Beibl. **35**, 309, 1911 (Ref. über Phil. Mag. (6) **20**, 238, 1910). Über die Theorie der Strahlung.

Tissot, C., La Technique Moderne T. III, Nr. 1, Januar 1911. Les progrès récents de la télégraphie sans fil.

— C. R. **152**, 684, 1911. Sur la détermination exacte des périodes des oscillations électriques.

Turpain, Soc. Franc. de Phys. Nr. 3, 10, 1911. Curieux effets d'un coup de foudre sur une antenne réceptrice d'ondes électriques.

Wolff, Hans Th., Behandlung des Vorganges, daß eine ebene elektromagnetische Welle, die auf die ebene Oberfläche eines Körpers, insbesondere eines Leiters, auftrifft, von diesem reflektiert wird, auf Grund der Maxwellschen Gleichungen unter ausführlichen Eingehen auf die Art der stattfindenden Energiefortpflanzung. Diss. Rostock 1910.

Zenneck, J., Phys. Ztschr. 12, 208, 1911. Hochspannungsstörungen in Meßinstrumenten.

(Eingesandt 5. April 1911.)

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 4. 1911. Heft 6.

Untersuchungen über die Widerstandszunahme von Drahtlitzen bei schnellen elektrischen Schwingungen.

Von **R. Lindemann.**

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

Es ist schon mehrfach beobachtet, daß die in der Technik der drahtlosen Telegraphie vielfach verwendeten Litzen bei schnelleren Schwingungen noch beträchtliche Widerstandszunahme zeigen. Ausführliche Messungen darüber hat insbesondere Meißner[1]) vor einiger Zeit in diesem Jahrbuch veröffentlicht. Meißner untersuchte eingehend die Frage nach der günstigsten Konstruktion von Spulen für die Hochfrequenztechnik sowohl bezüglich der Wahl der Litzen wie auch der günstigsten Spulenform und sonstiger konstruktiver Einzelheiten. Demgegenüber habe ich zunächst an einfachsten Spulenformen oder an frei ausgespannten Litzen den Einfluß der Unterteilung des Leiters und der Verdrillung und Isolierung der Einzeldrähte aufzudecken versucht[2]), wobei auch die Frage nach gewissen Gesetzmäßigkeiten, auf welche zuerst M. Wien auf Grund theoretischer Überlegungen hingewiesen hat, erörtert wurde. Nach dieser Vorarbeit konnten die Versuche auf Litzenspulen mit mehreren Windungslagen ausgedehnt werden[3]). Dabei ergab sich, daß neben dem Skineffekt noch eine andere Erscheinung die Widerstandszunahme solcher Spulen bedingt. Die Annahme dielektrischer Verluste in dem Isolationsmaterial zwischen den einzelnen Lagen und Windungen der

1) Alexander Meißner, Jahrb. 3, 57, 1909.
2) Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. 11, 682, 1909.
3) Ebenda 12, 572, 1910.

Spulen, und die weitere Annahme, daß diese Verluste einem unten zu erörternden, durch Messungen an Kabeln und Kondensatoren nahe gelegten Gesetze gehorchen, führten zu einer Formel für die Widerstandszunahme, welche die Messungsergebnisse in befriedigender Weise darstellt. Die Versuche an mehrlagigen Litzenspulen machten es insbesondere auch nötig, den bei hohen Frequenzen beträchtlichen Einfluß der Spulenkapazität auf Dämpfungsmessungen näher zu studieren. Über diese Versuche soll hier zusammenfassend berichtet werden [1]. Schon aus dem Vorstehenden geht hervor, daß bei den Messungen eine erheblich größere Meßgenauigkeit zu erstreben war, als es für rein technische Zwecke nötig gewesen wäre.

§ 1. Die Meßmethode [2].

Nur bei wenigen Versuchen mit kurzen Wellenlängen wurden schwach gedämpfte, nach der Wienschen Methode der Stoßerregung erzeugte Schwingungen benutzt. Bei allen übrigen Versuchen bis hinab zu etwa 500 m Wellenlängen diente ein ungedämpfter Poulsenkreis mit dem Lichtbogen in Wasserstoff zur Schwingungserzeugung. In diesem Wellenlängenbereiche genügt die schon jetzt mit dem Lichtbogen erreichbare Konstanz der Schwingungen auch für feinere Messungen. — Die zu prüfenden Litzen wurden zu Spulen gewickelt oder möglichst geradlinig mit wenigen rechtwinkeligen Knickstellen ausgespannt und so mit Luftkondensatoren zu Schwingungskreisen vereinigt. Auf diesen Kreis, den Meßkreis, wirkte in möglichst loser Koppelung der primäre Erregerkreis induzierend ein. Ein weiterer mit dem Meßkreis gekoppelter Hilfskreis enthielt in üblicher Schaltung ein Thermoelement mit Galvanometer. Da die Energieverluste der im Meßkreis benutzten Luftkondensatoren als verschwindend klein anzusehen sind, so war der Widerstand des Meßkreises bis auf eine durch die Zuleitungen verursachte meist geringfügige Korrektion gleich dem gesuchten Widerstand der eingeschalteten Litze.

Zur Bestimmung dieses Widerstandes mittels ungedämpfter Schwingungen bieten sich wesentlich zwei Methoden dar. Die Methode von Bjerknes [3]) gestattet aus der Breite der Resonanzkurve das Dämpfungsdekrement zu berechnen. Bezeichnen wir mit α_0 den Ausschlag des

1) Einige Abschnitte sind den zitierten Veröffentlichungen in den Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. direkt entnommen.

2) Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. 11, 28, 1909.

3) Rausch von Traubenberg u. Monasch, Phys. Ztschr. 8, 925, 1907; C. Fischer, Ann. d. Phys. (4) 28, 57, 1909.



Galvanometers bei der Resonanz, entsprechend der Kapazität C_0 im Meßkreise, mit α einen Ausschlag bei der Kapazität $C > C_0$, so ist das logarithmische Dekrement $\mathfrak{d}$ des Meßkreises gegeben durch die Formel:

$$\mathfrak{d} = \pi \cdot \frac{C - C_0}{C} \frac{1}{\sqrt{\frac{\alpha_0}{\alpha} - 1}} \tag{1}$$

Andererseits ist $\mathfrak{d}$ bestimmt durch den Leistungswiderstand[1]) w des Meßkreises, seinen Selbstinduktionskoeffizienten L und die Periodendauer τ bei Resonanz gemäß der Gleichung:

$$\mathfrak{d} = \frac{w}{2L} \cdot \tau \tag{2}$$

welche bei Einführung der Wellenlänge λ_0 und Kapazität C_0 im Meßkreise im Falle der Resonanz übergeht in

$$\mathfrak{d} = 2\pi^2 v \cdot \frac{w C_0}{\lambda_0} \tag{3}$$

wo v die Lichtgeschwindigkeit bedeutet. Aus den Gleichungen (1) und (2) folgt:

$$w = \frac{\lambda}{2\pi v} \cdot \frac{C - C_0}{C \cdot C_0} \cdot \frac{1}{\sqrt{\frac{\alpha_0}{\alpha} - 1}} \tag{4}$$

Einfacher und direkter führt die zweite Methode zum Ziel, welche bei den folgenden Messungen durchgehend benutzt wurde. Bei ihr sind allein die Resonanzausschläge α_0 und α_1 vor und nach dem Einschalten eines bekannten Hilfswiderstandes R in den Meßkreis zu beobachten. Bezeichnet E_0 die vom primären im sekundären Kreise induzierte elektromotorische Kraft, so ist die Stromstärke i_0 im Meßkreise falls eine Rückwirkung sowohl auf den Primärkreis wie auf den tertiären Hilfskreis vernachlässigt werden kann im Falle der Resonanz:

$$i_0 = \frac{E_0}{w} \tag{5}$$

1) Bezeichnung nach Elektrot. Ztschr. 30, 861, 1909.

Durch Einschaltung des Widerstandes R in den Meßkreis werde die Resonanzstromstärke reduziert auf:

$$i_1 = \frac{E_0}{w + R} \tag{6}$$

Da $\frac{i_0}{i_1} = \sqrt{\frac{\alpha_0}{\alpha_1}}$, so folgt aus Gleichung (5) und (6):

$$w = \frac{R}{\sqrt{\frac{\alpha_0}{\alpha_1}} - 1} \tag{7}$$

Ein Vergleich dieser Formel mit Gleichung (4) läßt sogleich einen wesentlichen Vorzug der zweiten Methode gegenüber der erstgenannten erkennnen. Die Zahl der in Formel 4 eingehenden, mit gewissen Meßfehlern behafteten Daten ist größer als bei Formel (7). Da zumal die genaue Messung des Widerstandes R in Formel (7) keine Schwierigkeit bietet, so kann man erwarten, daß nach der zweiten Methode leichter eine große Meßgenauigkeit zu erzielen ist als nach der Methode von Bjerknes.

Hinzu kommt, daß bei der zweiten Methode in besonderer Weise auf die Mängel der Schwingungserzeugung durch den Lichtbogen Rücksicht genommen wird. Es ist vielfach beobachtet, daß die Poulsenschwingungen nicht nur in der Intensität sondern auch in der Wellenlänge Schwankungen zeigen, welche sich bisher nicht völlig vermeiden lassen und bei Wellenlängen unterhalb etwa 500 m genauere Messungen unmöglich machen. Offenbar sind die entsprechenden Schwankungen der Ausschläge des Galvanometers bei Resonanz weit geringer als auf dem ansteigenden und abfallenden Ast der Resonanzkurve. Bei den Messungen war es bequem, die Wellenlänge des Erregerkreises mittels einer kleinen variabelen Selbstinduktion langsam über den Resonanzpunkt hinaus zu verändern, um das Maximum des Ausschlages zu erhalten.

Mit gewissen Fehlern werden allerdings auch die Resonanzausschläge behaftet sein, welche man bei jenen Schwankungen der Wellenlänge beobachtet, da das Meßinstrument wegen seiner trägen Einstellung den schnellen Änderungen der Stromstärke im Hilfskreise bzw. dem Meßkreise nicht folgt sondern einen Mittelwert anzeigt, welcher kleiner als das gesuchte Maximum ist und um so mehr davon abweicht, je schärfer die Resonanzkurve ist. In Formel (7) wird also α_0 einen größeren Fehler besitzen als α_1, und damit muß auch



der zu bestimmende Widerstand w fehlerhaft werden. Bei großen Werten des Hilfswiderstandes R ist der hier erörterte Fehler von α_1 sehr klein. Es empfiehlt sich, R so groß und entsprechend α_1 so klein zu machen, als es die Meßgenauigkeit gestattet, da alsdann der durch die fehlerhafte Bestimmung von α_0 bewirkte Fehler des Resultates durch die Subtraktion von 1 im Nenner [Gleichung (7)] nicht wesentlich vergrößert wird. Auf diese Fehlerquelle hat kürzlich Vollmer[1]) hingewiesen. Er schätzt den Fehler für den Fall $\mathfrak{d} = 0{,}01$, $\lambda = 925$, $\alpha_0/\alpha_1 = 2$ auf 3—4 % ab. Für $\alpha_0/\alpha_1 = 25$ würde die entsprechende Abschätzung einen Fehler von nur 1,4 % ergeben. Da jedoch wiederholte Kontrollmessungen, bei denen derselbe Widerstand w durch Einschaltung verschiedener Hilfswiderstände R bestimmt wurde, systematische Abweichungen jener Art nicht erkennen ließen, so ist zu folgern, daß die hier benutzten Schwingungen erheblich geringere Schwankungen zeigten als sie Vollmer an einem in der Reichsanstalt gebauten Poulsengenerator beobachtete.

Letzteres erklärt sich dadurch, daß die von Vollmer benutzte „Lampe der Reichsanstalt" von der hier benutzten, früher von mir beschriebenen[2]) Anordnung des Lichtbogens wesentlich verschieden ist (s. S. 570—571).

Als ein weiterer wesentlicher Vorzug der benutzten Meßmethode ist zu bezeichnen, daß sie die beiden wichtigsten der bei Dämpfungsmessungen auftretenden Fehlerquellen, nämlich die Rückwirkung des Meßkreises auf den Erreger- oder Hilfskreis und die direkte Beeinflussung des Hilfskreises durch den Erregerkreis, in einfachster Weise zu berücksichtigen gestattet. — Es sei zunächst die Koppelung zwischen dem Erreger- und Meßkreis so lose gewählt, daß eine Rückwirkung zwischen beiden Kreisen nicht stattfindet; dagegen soll die Rückwirkung des stärker gekoppelten Hilfskreises auf den Meßkreis einen merklichen Betrag besitzen. Für den Hilfskreis sei ferner die Bedingung erfüllt, daß sein induktiver Widerstand neben seinem Leistungswiderstand w_3 zu vernachlässigen ist. Für den Meß- und Hilfskreis gelten alsdann bei Resonanz zwischen dem Meßkreise und dem Erregerkreise die Gleichungen:

$$J_2\, w_2 = E_0 \sin \omega t + L_{23} \frac{d I_3}{d t} \tag{8}$$

$$J_3\, w_3 = L_{23} \cdot \frac{d I_2}{d t} \tag{9}$$

1) Vollmer, Jahrb. 3, Heft 2 u. 3, 1910.
2) Ztschr. f. Instrumentenk. 28, 148, 1908.

aus denen folgt:

$$J_2 w_2 = E_0 \sin \omega t + \frac{L_{23}^2}{w_3} \frac{d^2 I_2}{d t^2} \tag{8'}$$

Wird als Lösung dieser Gleichung angesetzt:

$$J_2 = A_2 \sin(\omega t + \varphi)$$

so ergeben sich zur Berechnung der beiden Unbekannten A_2 und φ die Gleichungen:

$$A_2 w_2 \cos \varphi = E_0 - \frac{L_{23}^2}{w_3} \cdot A_2 \cdot \omega^2 \cos \varphi \tag{10}$$

$$A_2 w_2 \sin \varphi = - \frac{L_{23}^2}{w_3} \cdot A_2 \omega^2 \sin \varphi \tag{11}$$

Aus Gleichung (11) folgt:

$$\sin \varphi = 0; \quad \text{also} \quad \varphi = 0 \tag{12}$$

aus Gleichung (10):

$$A_2 = \frac{E_0}{w_2 + \frac{L_{23}^2 \omega^2}{w_3}} = \frac{E_0}{w_2 + k} \tag{13}$$

falls

$$\frac{L_{23}^2 \omega^2}{w_3} = k$$

gesetzt wird.

Der Ausschlag α_0 des mit dem Thermoelement im Hilfskreis verbundenen Galvanometers ist der im Thermoelement entwickelten Wärme proportional. Indem wir noch die vereinfachende Annahme machen, daß der Widerstand des Thermoelementes gleich dem Widerstand w_3 des Hilfskreises ist, folgt aus Gleichung (9) und (13):

$$\alpha_0 = c \cdot A_3^2 w_3 = c \cdot \frac{L_{23}^2 A_2^2 \omega^2}{w_3}$$

oder

$$\alpha_0 = c \cdot E_0^2 \cdot \frac{k}{(w_2 + k)^2} \tag{14}$$

Entsprechend ist der Resonanzausschlag α_1 nach dem Einschalten eines Widerstandes R in den Meßkreis zu setzen gleich:

$$\alpha_1 = c \cdot E_0^2 \cdot \frac{k}{(w_2 + k + R)^2} \tag{15}$$

Aus Gleichung (14) und (15) folgt:

$$w_2 + k = \frac{R}{\sqrt{\frac{\alpha_0}{\alpha_1} - 1}} = a \tag{16}$$

Im Gegensatz zu dem früher betrachteten Falle äußerst loser Koppelung des Meßkreises auch mit dem Hilfskreis ist bei Rückwirkung des letzteren auf den Meßkreis der durch die Messung gefundene Wert für $\frac{R}{\sqrt{\frac{\alpha_0}{\alpha_1} - 1}}$ um den Betrag $k = \frac{L_{23}{}^2 \omega^2}{w_3}$ größer als der gesuchte Widerstand des Meßkreises.

Zur Ermittelung der Korrektionsgröße k ist eine zweite Dämpfungsmessung nötig. Dabei werde die Koppelung zwischen dem Meß- und Hilfskreis verstärkt, so daß k übergeht in $k' = m\,k$, während gleichzeitig sowohl die Koppelung zwischen dem Erregerkreis und dem Meßkreis als auch die Energie im Erregerkreise (E_0) konstant bleibt. Sind alsdann β_0 und β_1 die Resonanzausschläge vor und nach dem Einschalten des Widerstandes R in den Meßkreis, so gilt offenbar die Gleichung:

$$w_2 + k' = \frac{R}{\sqrt{\frac{\beta_0}{\beta_1} - 1}} = b \tag{17}$$

Aus den Gleichungen (16) und (17) ergibt sich:

$$k = \frac{b - a}{m - 1} \tag{18}$$

während für $m = \frac{k'}{k}$ gemäß Gleichung (14) folgt:

$$\frac{\alpha_0}{\beta_0} = \frac{k}{k'} \left(\frac{w_2 + k'}{w_2 + k} \right)^2 = \frac{k}{k'} \left(\frac{b}{a} \right)^2$$

also:

$$m = \frac{\beta_0}{\alpha_0} \cdot \left(\frac{b}{a} \right)^2 \tag{19}$$

Der gesuchte Widerstand w_2 ist also:

$$w_2 = a - \frac{b - a}{m - 1} \tag{20}$$

wo m den vorstehenden Wert besitzt.

Ein Zahlenbeispiel möge die Methode näher erläutern. Es wurde der Widerstand einer Spule aus 8 mm dickem Kupferdraht bei 730 m Wellenlänge gemessen. Ein erster Versuch bei äußerst loser Koppelung des Meßkreises sowohl mit dem Erregerkreis wie mit dem Hilfskreis ergab vor und nach dem Einschalten eines Hilfswiderstandes $R = 1{,}60_2$ Ohm in den Meßkreis die Resonanzausschläge:

$$\alpha_0 = 523{,}6$$
$$\alpha_1 = 28{,}0$$

also den gesuchten Widerstand der Spule zu:

$$w_x = \frac{1{,}60_2}{4{,}328 - 1} = \mathbf{0{,}482} \text{ Ohm}$$

Ein zweiter Versuch bei noch loserer Koppelung mit dem Erregerkreise und entsprechend festerer Koppelung mit dem Hilfskreis lieferte:

$$\alpha_0 = 482{,}8$$
$$\alpha_1 = 26{,}2 \qquad \text{also} \qquad a = 0{,}487$$

Wurde alsdann der Hilfskreis noch erheblich stärker mit dem Meßkreis gekoppelt, während die Anordnung im übrigen unverändert blieb, so ergab sich:

$$\beta_0 = 828{,}2 \cdot 3{,}60$$
$$\beta_1 = 47{,}8 \cdot 3{,}60 \qquad \text{also} \qquad b = 0{,}506_5$$

Demnach berechnet sich nach Gleichung (19):

$$m = 6{,}7$$

und

$$\frac{b - a}{m - 1} = 0{,}003_4$$

Der gesuchte Widerstand ist also:

$$w_x = 0{,}487 - 0{,}003 = \mathbf{0{,}484} \text{ Ohm}$$

Bei einem dritten Versuch wurde schließlich die Koppelung zwischen Erregerkreis und Meßkreis abermals verkleinert und entsprechend die Koppelung mit dem Hilfskreis verstärkt. Die Resultate sind folgende:

$$\alpha_0 = 428{,}7$$
$$\alpha_1 = 24{,}1; \qquad a = 0{,}498,$$

bei sehr starker Koppelung zwischen Meß- und Hilfskreis:



$$\beta_0 = 739{,}5 \cdot 3{,}6_3$$
$$\beta_1 = \quad 57{,}6 \cdot 3{,}6_3\,; \qquad\qquad b = 0{,}620$$

also

$$m = 9{,}7\,, \qquad\qquad \frac{b - a}{m - 1} = 0{,}014\,,$$
$$w_x = 0{,}498 - 0{,}014 = \mathbf{0{,}484} \text{ Ohm}$$

Diesem Widerstand entspricht das Dämpfungsdekrement:

$$\mathfrak{d} = 0{,}00471$$

da der Koeffizient der Selbstinduktion der Spule $12{,}5 \cdot 10^{-5}$ Henry betrug. Die Messungen zeigen, daß nach der beschriebenen Methode die Bestimmung eines Widerstandes mit einer Genauigkeit von $1\,^0/_0$ bequem ausführbar ist. Der Meßgenauigkeit wird vor allem durch die Schwankungen der zu beobachtenden Resonanzausschläge eine Grenze gesetzt. Bei kleineren Dekrementen mußten Schwankungen bis zu $3\,^0/_0$ zugelassen werden. Die in dem obigen Zahlenbeispiel mitgeteilten Resonanzausschläge sind Mittelwerte aus je vier Einzelbeobachtungen bei wiederholten Einschaltungen des Hilfswiderstandes R.

Eine weitere Frage wäre, in welcher Weise eine merkliche Rückwirkung des Meßkreises auf den Erregerkreis bei sehr loser Koppelung des Hilfskreises mit dem Meßkreis zu berücksichtigen ist. Man gelangt hier zu einer der vorstehend entwickelten durchaus entsprechenden Methode, wenn man die Gleichungen der 3 Kreise bei Resonanz ansetzt in der Form:

$$J_1\, w_1 = E_0' \sin \omega\, t + L_{12} \cdot \frac{d\, \mathfrak{J}_2}{d\, t} \tag{21}$$

$$J_2\, w_2 = L_{12} \frac{d\, \mathfrak{J}_1}{d\, t} \tag{22}$$

$$J_3\, w_3 = L_{23} \frac{d\, \mathfrak{J}_2}{d\, t} \tag{23}$$

Dabei wäre für den Erregerkreis die experimentell mit großer Annäherung zu erfüllende Bedingung gestellt, daß die Kreisfrequenz ω des Erregerkreises gleich der nach der Thomsenschen Formel aus der Kapazität und Selbstinduktion berechneten Eigenfrequenz dieses Kreises (ohne Lampe) ist. Insbesondere müßte die Koppelung zwischen Erreger- und Meßkreis noch so schwach sein, daß sie die Frequenz des Lampenkreises nicht ändert. Eine genauere Prüfung dieser Methode scheiterte bisher daran, daß die benutzten Hilfswiderstände (R) zu geringe Strom-

belastung vertrugen, wenn man sie zur Vermeidung des Skineffektes hinreichend dünn wählte.

Die zweite oben genannte Fehlerquelle besteht in der direkten Beeinflussung des Hilfskreises durch den Erregerkreis. Besonders bei Benutzung schnell aufeinander folgender Funken im Erregerkreise ist es oft schwer, jene direkte Induktion völlig auszuschließen, wie es eine exakte Messung nach der Bjerknesschen Methode auch bei Verwendung ungedämpfter Schwingungen durchaus erfordert. Bei der oben beschriebenen Methode der Resonanzausschläge ist dieses nicht unbedingt erforderlich. Da in der Resonanz bei schwacher Koppelung die Ströme im Erreger- und Meßkreise um 90^0 in der Phase verschoben sind, so addieren sich ihre Wärmewirkungen im Hilfskreise gemäß der Gleichung:

$$\int_0^\tau (J_{13}+J_{23})^2 w_3\, dt = \int_0^\tau J_{13}{}^2 w_3\, dt + \int_0^\tau J_{23}{}^2 w_3\, dt + 2\,\omega_3 \int_0^\tau J_{13}\cdot J_{23}\, dt \qquad (24)$$

worin:

$$\int_0^\tau J_{13}\cdot J_{23}\cdot dt = 0$$

zu setzen ist. Die bei der Messung beobachteten Resonanzausschläge (α_0, α_1) sind also um diejenigen Ausschläge zu verkleinern, welche das Thermoelement bei offenem Meßkreis erzeugt.

Von anderen hier nicht näher zu erörternden Vorzügen der benutzten Methode soll noch einer hervorgehoben werden. Die Methode gestattet auch die exakte Messung eines mit der Frequenz sich stark ändernden Widerstandes, bzw. eines logarithmischen Dämpfungsdekrementes, welches nicht direkt proportional der Periodendauer der Schwingungen ist [Gleichung (2)]. Dagegen versagte z. B. bei den im letzten Abschnitt dieser Arbeit beschriebenen Messungen an mehrlagigen Litzenspulen die Bjerknessche Methode, weil hier wegen des äußerst schnellen Anwachsens des Spulenwiderstandes mit der Frequenz die Resonanzkurve deutliche Unsymmetrie zeigte.

Es sei zum Schluß dieser Betrachtungen der bei den Messungen von mir benutzte Lichtbogengenerator kurz beschrieben. Derselbe wurde von mir vor längerer Zeit eigens für Meßzwecke konstruiert und hat sich seither durchaus bewährt. Der Lichtbogen brennt hier zwischen dem Mantel eines senkrecht stehenden Kohlezylinders von 20 mm Durchmesser und einem 30 mm langen koaxialen, gut gekühlten Kupferrohr und wird durch ein axiales Magnetfeld dauernd in langsamer Rotation erhalten. Die Zentrierung der Kohle im Kupferrohr geschieht mittels

je dreier Schrauben an den Kohleenden und kann leicht auch während des Brennens ausgeführt werden. Zwei etwa 1 mm dicke Drahtstifte an den Enden des Kupferrohres, welche radial an den Kohlezylinder gedrückt werden können, bewirken durch Kurzschluß die Zündung des Bogens. Oben und unten ist die Lampe durch Glimmerblätter, welche mit Messingringen angepreßt werden, luftdicht abgeschlossen. Damit der Lichtbogen die Kohle gleichmäßig abbrennt, darf der Abstand zwischen Kohle und Kupferrohr nicht zu klein gewählt werden. Er betrug bei der benutzten Lampe 1,5 mm. Öfteres Ausschmirgeln des Kupferrohres ist vorteilhaft.

Durch die Rotation des Lichtbogens, deren Geschwindigkeit mittels eines den Magnetspulen parallel geschalteten Widerstandes leicht verändert werden kann, wird vor allem erreicht, daß der Lichtbogen nicht längere Zeit an besonderen Stellen der Kohle stehen bleibt und dort tiefere Löcher einbrennt, sondern stets neue, noch nicht berührte oder wenig veränderte Stellen des hohen Kohlezylinders vorfindet. Die auch so nicht völlig zu beseitigenden Störungen beim Abbrennen der Kohle uud die entsprechenden Schwankungen der Wellenlänge erhalten ferner durch die Rotation eine gewisse Regelmäßigkeit. Dadurch wird die Meßgenauigkeit merklich gesteigert. Schnelle Rotation des Bogens vergrößert dagegen die Schwankungen und bedingt wegen der langsamen Einstellung der Meßinstrumente die oben erörterten Fehler. Die gute Kühlung des Kupferrohres hat ferner zur Folge, daß die Neuzündung des Bogens in jeder Periode regelmäßiger erfolgt und ein Rückzünden und damit das Auftreten gedämpfter Schwingungen (Schwingungen dritter Art) sehr erschwert ist[1]). In der Tat war es nicht möglich, mit Hilfe des Glimmlichtoszillographen im rotierenden Spiegel[2]) Rückzündungen zu beobachten, selbst wenn die Stromstärke im Gleichstromkreise wesentlich gesteigert wurde. — Eines der wichtigsten Mittel zur Erreichung größter Konstanz der Wellenlänge und zugleich einer möglichst reinen Sinusform der Schwingungen besteht schließlich in der richtigen Wahl der Kapazität im Verhältnis zur Selbstinduktion im Schwingungskreise. Wie schon häufig beobachtet ist, muß dieses Verhältnis möglichst klein gemacht werden. — Ein Nernstscher Eisenwiderstand in Wasserstoff als Vorschaltwiderstand vor der Lampe leistete ebenfalls gute Dienste durch Konstanthaltung des Speisestromes.

1) Barkhausen, Das Problem der Schwingungserzeugung. Leipzig, Hirzel, 1907.

2) H. Diesselhorst, Verh. d. D. phys. Ges. 9, 318, 1907.

§ 2. Theorie des Skineffektes bei ideal verdrillten Litzen.

Unter ideal verdrillten Litzen seien im folgenden solche Litzen verstanden, bei denen durch die Art der Verdrillung der Einzeldrähte die Bedingung erfüllt ist, daß alle Einzeldrähte völlig gleichmäßig an der Stromführung teilnehmen. Dazu ist nötig, daß jeder Einzeldraht gleich oft jede Stelle des Litzenquerschnittes erfüllt, und es muß außerdem durch eine sichere Isolation ein Übergehen des Stromes von einem Einzeldraht auf einen ihn berührenden zweiten verhindert werden. Nur unter diesen Bedingungen ist offenbar das Eintreten der als Skineffekt bezeichneten Erscheinung unmöglich, sofern der Einzeldraht selbst hinreichend dünn, also skineffektfrei ist. Erinnert sei kurz an den einfachsten Fall von Skineffekt bei einem von hochfrequenten Wechselströmen durch flossenen geraden massiven Drahte. Gemäß der bekannten Rayleighschen Formel verläuft hier der Strom in einer mit wachsender Frequenz der Schwingungen schnell dünner werdenden äußeren Schicht des Drahtes, da in seinem Inneren die vom Felde des Stromes selbst induzierte Spannung der den Strom treibenden elektromotorischen Kraft entgegen wirkt und sie aufhebt.

Praktisch ist die Bedingung idealer Verdrillung weitgehend zu erfüllen durch Verflechtung oder die technisch leichter ausführbare mehrfache Verdrillung der Einzeldrähte[1]). So werden z. B. bei einer aus 180 Einzeldrähten nach dem Schema $5 \times 4 \times 3 \times 3$ mehrfach verdrillten Litze zunächst 5 Einzeldrähte einfach miteinander verdrillt, von dieser Litze in gleicher Weise 4, darauf 3 der neuen Litze und nochmals 3, so daß die letzte Operation in einer einfachen Verdrillung dreier Litzen von je $5 \times 4 \times 3 = 60$ Einzeldrähten besteht.

Die Annahme idealer Verdrillung bringt naturgemäß eine wesentliche Vereinfachung der rechnerischen Verfolgung der Widerstandszunahme gegenüber dem entsprechenden Problem bei massiven Leitern mit sich. Im Anschluß an eine Untersuchung M. Wiens[2]) sollen hier einige Beziehungen für ideal verdrillte Litzen abgeleitet werden.

Wir nehmen an, eine einzelne ideal verdrillte Litze vom Radius R sei in großer Länge gerade ausgespannt. Ist z die Zahl der verdrillten Einzeldrähte und i_0 die Amplitude des Stromes im Einzel-

1) Patent der Firma Siemens & Halske, Aktiengesellschaft (Dr. Adolf Franke). S. auch F. Dolezalek und H. G. Möller, Ann. d. Phys. (4) **22**, 559, 1907.

2) M. Wien, Ann. d. Phys. (4) **14**, 1, 1904.

drahte, so berechnet sich das magnetische Feld an der Oberfläche der Litze zu:

$$\mathfrak{H}_0 = \frac{2z}{R} \cdot i_0 \tag{25}$$

und in der Entfernung x von der Achse ($x < R$) zu:

$$\mathfrak{H}_x = \frac{2z \cdot x}{R^2} \cdot i_0 \tag{26}$$

In der Achse selbst ist es Null.

In dem Felde $\mathfrak{H}_x$ verlaufen alle Stücke der Einzeldrähte zwischen den beiden mit der Litze konaxialen Zylindern, deren Radien gleich x und $x + dx$ sind. Die Gesamtlänge dl dieser Stücke, soweit sie einem Einzeldraht von der Länge l angehören, berechnet sich aus der Gleichung:

$$\frac{dl}{l} = \frac{2\pi x\, dx}{R^2 \pi}$$

zu:

$$dl = \frac{2l}{R^2} \cdot x\, dx$$

Nun erfährt nach einer Berechnung M. **Wiens** (l. c.) ein gerader Draht von der Länge l, dem Kupferradius r und dem spezifischen Leitungswiderstand σ, der von einem Strom mit der Amplitude i_0 durchflossen ist und in einem homogenen magnetischen Felde von der Stärke $\mathfrak{H}_0 = \mathfrak{G} \cdot i_0$ senkrecht zur Richtung der Kraftlinien liegt, die Widerstandserhöhung:

$$\varDelta w = \frac{\pi\, l \cdot r^4 \omega^2 \mathfrak{G}^2}{4\sigma} \tag{27}$$

Diese Formel wenden wir an zur Berechnung der Widerstandszunahme eines Einzeldrahtes der Litze und zwar zunächst der oben betrachteten Stücke eines Einzeldrahtes, die im Felde $\mathfrak{H}_x$ verlaufen. Für sie ist offenbar:

$$\mathfrak{G}_x = \frac{2zx}{R^2}$$

also ihre Widerstandszunahme:

$$d\varDelta w = \frac{dl \cdot \pi \cdot r^4 \omega^2 \cdot \mathfrak{G}_x{}^2}{4\sigma} = \frac{2\pi \omega^2 r^4 l z^2 x^3 dx}{\sigma \cdot R^6}$$

Die Widerstandszunahme des ganzen Einzeldrahtes ergibt sich alsdann durch Integration über den Querschnitt der Litze zu:

$$\varDelta w = \frac{2\pi\,\omega^2 r^4 l z^2}{\sigma R^6}\int\limits_0^R x^3\,dx = \frac{\pi\cdot\omega^2\cdot r^4 l z^2}{2\sigma R^2} \tag{28}$$

Aus dieser Formel sei noch R eliminiert durch den Ansatz:

$$z\cdot r_1{}^2\pi = \varepsilon R^2\pi, \tag{29}$$

wo r_1 den Radius des Einzeldrahtes einschließlich seiner Isolation bedeutet und ε die relative Raumerfüllung, also das Verhältnis der von den Einzeldrähten wirklich ausgefüllten Fläche des Litzenquerschnittes zu diesem selbst. Bei eng aneinander liegenden Drähten ist ε, wie Fig. 1

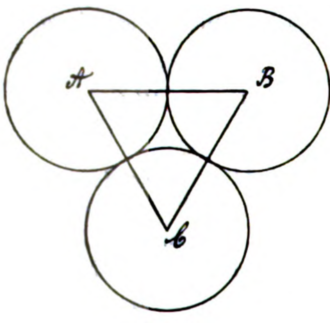


Fig. 1.

zeigt, gleich dem Verhältnis des Flächeninhalts der 3 in dem gleichseitigen Dreieck $A\,B\,C$ liegenden Kreissextanten zum Inhalt jenes Dreiecks selbst; also:

$$\varepsilon = \frac{3r_1{}^2\pi/6}{r_1{}^2\sqrt{3}} = \frac{\pi}{2\sqrt{3}} = 0{,}91$$

In jedem Falle ist $\varepsilon \leqq 0{,}91$.

Mit Rücksicht hierauf geht Gleichung (28) über in:

$$\varDelta w = \frac{\varepsilon\pi r^4\omega^2 l z}{2\sigma\cdot r_1{}^2} \tag{30}$$

Die Widerstandszunahme $\varDelta W$ der Litze selbst ist offenbar z mal kleiner als die des Einzeldrahtes; also:

$$\varDelta W = \frac{\varepsilon\pi r^4\cdot\omega^2 l}{2\sigma\cdot r_1{}^2} \tag{31}$$

oder auch, wenn der leicht meßbare Gleichstromwiderstand eines Einzeldrahtes $w_0 = \frac{\sigma l}{r^2 \pi}$ eingeführt wird:

$$\varDelta W = \frac{\varepsilon}{2} \cdot \frac{\omega^2 l^2}{w_0} \cdot \left(\frac{r}{r_1}\right)^2 \tag{32}$$

Nach dieser Formel ist die (absolute) Widerstandszunahme einer Litze unabhängig von der Zahl der verdrillten Einzeldrähte, d. h.: verschiedene Litzen, die sich allein durch die Zahl der verdrillten Einzeldrähte unterscheiden, zeigen die gleiche Widerstandserhöhung. Die prozentische Widerstandszunahme nimmt dagegen proportional der Zahl der verdrillten Einzeldrähte zu:

$$\frac{\varDelta W}{W_0} = \frac{\varDelta W}{w_0} \cdot z$$

Die Formel verlangt ferner, daß die Widerstandszunahme wächst wie das Quadrat der Frequenz und bei Vernachlässigung der Isolation ($r = r_1$) proportional dem Quadrat des Radius der Einzeldrähte.

Bis auf den Zahlenfaktor gilt Formel (32) auch für ein langes Solenoid mit dicht nebeneinander liegenden Windungen. Hier ist das Feld im Inneren, wenn ζ die Zahl der Windungen und c die Länge des Solenoids bezeichnet:

$$\mathfrak{H}_i = \frac{4 \pi \zeta}{c} \cdot z\, i_0$$

oder, da c gleich dem Produkt aus der Windungszahl und dem doppelten Litzenradius R ist, also $c = \zeta \cdot 2 R = \zeta\, 2 r_1 \sqrt{z/\varepsilon}$:

$$\mathfrak{H}_i = \frac{2\pi}{r_1} \sqrt{\varepsilon z} \cdot i_0$$

Am äußeren Rand des Solenoids ist das Feld $\mathfrak{H}_a = 0$.

Das mittlere Feld, in dem die Einzeldrähte der Litze verlaufen, ist also:

$$\bar{\mathfrak{H}} = \frac{1}{2} \cdot \mathfrak{H}_i = \frac{\pi}{r_2} \sqrt{\varepsilon z} \cdot i_0$$

und

$$\overline{G} = \frac{\pi}{r_1} \sqrt{\varepsilon z}$$

In erster Näherung genügt es, dieses mittlere Feld in die Wien-

sche Formel (27) einzusetzen. Dann erhält man als Widerstandserhöhung des Einzeldrahtes:

$$\Delta w = \frac{\pi\, l\, r^4\, \omega^2}{4\sigma} \cdot \frac{\pi^2\, \varepsilon\, z}{r_1^{\,2}}$$

und als Widerstandserhöhung des Litzensolenoids:

$$\Delta W = \frac{\pi^3\,\varepsilon}{4}\,\frac{l\, r^4\, \omega^2}{\sigma\, r_1^{\,2}} = \frac{\pi^3\cdot\varepsilon}{4}\cdot\frac{\omega^2\, l^2}{w_0}\cdot\left(\frac{r}{r_1}\right)^2 \tag{33}$$

Es sei ferner die später benutzte Formel für eine flache Litzenspule mit mehreren Windungslagen hier angeführt. Wien findet (l. c.) für eine solche aus massivem Draht vom Radius ϱ gewickelte Spule, deren Durchmesser groß gegen die axiale Länge ist, für die Widerstandszunahme die Formel:

$$\Delta W = \frac{4\,\pi^6\, m^3\, \varrho^4}{(p_1 + p_2)\,\sigma}\left\{1 + \frac{3\,p_1^{\,2}}{(p_1 + p_2)^2}\right\}^2 \cdot N^2 \tag{34}$$

Hier bezeichnet m die Zahl der Windungen, p_1 und p_2 den inneren und äußeren Halbmesser der Spule, σ den spezifischen Widerstand und N die Zahl der Perioden in einer Sekunde. Bei der Ableitung wird wiederum Gleichung (27) benutzt, insbesondere wird angenommen, daß die Widerstandserhöhung durch ein der Stromstärke im Spulendraht proportionales Magnetfeld $\mathfrak{H}_0 = G \cdot i_0$ bewirkt ist. Ersetzt man also den Massivdraht vom Radius ϱ durch z Einzeldrähte vom Radius r, die zusammen den gleichen Kupferquerschnitt haben wie der Massivdraht, so wird die Widerstandserhöhung Δw eines Einzeldrahtes zunächst z^2 mal kleiner als die des massiven Drahtes, weil nach der obigen Formel (34) Δw proportional $r^4 = \varrho^4/z^2$ ist. Da jedoch der Strom im Einzeldrahte z mal kleiner ist als der im Massivdraht, so wird die Größe G für den Einzeldraht unter der Voraussetzung eines gleich starken magnetischen Feldes z mal größer, also nach Gleichung (27) Δw auch z^2 mal größer. Diese beiden Einflüsse heben sich demnach auf: Die Widerstandszunahme eines Einzeldrahtes der Litze ist ebenso groß wie die eines Massivdrahtes mit dem Kupferquerschnitt der Litze. Die Litzenspulen mit z parallel geschalteten Einzeldrähten müßte demnach eine z mal kleinere Widerstandszunahme zeigen als die entsprechende Spule aus massivem Draht:

$$\Delta W_L = \frac{\Delta W}{z} \tag{34'}$$

Die obigen Formeln haben wesentlich die gleichen Voraussetzungen wie die Wiensche Formel (27). Letztere gilt für den Fall, daß das Magnetfeld über den Querschnitt des betrachteten Drahtes konstant ist und daß der Draht senkrecht zur Richtung der Kraftlinien liegt. Speziell die zweite Annahme dürfte bei den zu einer Litze verdrillten Einzeldrähten nur sehr angenähert erfüllt sein, was vor allem eine andere als die von den obigen Formeln geforderte Abhängigkeit der Widerstandszunahme von der Dicke der Einzeldrähte nach sich zieht. Bezüglich der Bedingung eines über den Querschnitt des Einzeldrahtes konstanten Feldes wird die Anwendung der Wienschen Formel in der obigen Rechnung um so unbedenklicher sein, je mehr Drähte zu einer Litze vereinigt sind, weil alsdann das Feld im Einzeldraht wesentlich von den Strömen in den übrigen Einzeldrähten herrührt. Erst bei sehr hohen Frequenzen, wenn der Skineffekt in den Einzeldrähten groß wird, sind auch hier Abweichungen zu erwarten und zwar in dem Sinne, daß wie bei massiven Drähten die Widerstandszunahme bei sehr schnellen Schwingungen langsamer als proportional dem Quadrat der Frequenz zunimmt.

Hinsichtlich der Abhängigkeit der Widerstandszunahme von der Frequenz lassen die Formeln beim Vergleich mit den entsprechenden für massive Drähte geltenden Formeln ein besonders interessantes, durch die Messungen bestätigtes Resultat voraussagen. Nach den für gerade Drähte von Rayleigh berechneten Formeln wächst die Widerstandszunahme bei sehr langsamen Schwingungen proportional dem Quadrat der Frequenz, bei sehr schnellen Schwingungen nur noch proportional der Quadratwurzel aus der Frequenz. Dasselbe Gesetz leiteten M. Wien[1]) und Sommerfeld[2]) für lange Solenoide ab, und zwar ergibt sich, daß es nicht allein von der Höhe der Frequenz abhängt, ob die eine oder die andere Beziehung gilt, sondern vielmehr von einem dem Drahtradius und der Quadratwurzel aus der Frequenz proportionalen Parameter. Ist derselbe klein, so erfolgt die Widerstandszunahme proportional mit ω^2, ist er groß, so steigt die Widerstandszunahme wie $\sqrt{\omega}$. Für lange gerade Drähte und Solenoide aus einem sehr dünnen Draht würde also nach diesen Theorien auch bei hohen Frequenzen Proportionalität der Widerstandszunahme mit ω^2 folgen. Da nun bei dickeren massiven Drähten schon bei niederen Frequenzen die Widerstandszunahme langsamer als proportional dem Quadrat der

1) M. Wien, Ann. d. Phys. (4) **14**, 1, 1908.

2) A. Sommerfeld, ebenda (4) **15**, 673, 1905, und (4) **24**, 609, 1907; s. auch Abraham Esan, Diss., Berlin 1908.

Frequenz erfolgt, wo für ideal verdrillte Litzen von gleichem Kupferquerschnitt nach den obigen Formeln noch das quadratische Gesetz gilt, so ist zu erwarten, daß der Widerstand der Litze bei schnellen Schwingungen größer werden kann als der des entsprechenden Massivdrahtes. Diese Erscheinung tritt offenbar bei um so kleineren Frequenzen ein, je größer der Kupferquerschnitt ist.

Es sei schließlich aus den vorstehenden Überlegungen noch der allgemeinere Schluß gezogen, daß die für ideal verdrillte Litzen abgeleitete quadratische Abhängigkeit der Widerstandszunahme von der Frequenz für jede beliebige Spulenform Gültigkeit besitzen muß. Eine Änderung dieser Abhängigkeit mit der Frequenz kann offenbar wie bei massiven Drähten nur dadurch zustande kommen, daß sich das magnetische Feld, speziell der Verlauf der Kraftlinien, mit der Frequenz ändert. Bei ideal verdrillten Litzen wird dies erst bei sehr hohen Frequenzen bemerkbar, falls die Einzeldrähte hinreichend dünn gewählt sind.

§ 3. Messungen an ausgespannten Litzen und kurzen einlagigen Litzenspulen.

Eine erste Versuchsreihe bezweckte die vorstehend für ideal verdrillte Litzen abgeleiteten Beziehungen auf ihre Gültigkeit zu prüfen. Weitere Messungen sollten über das Verhalten einfach verdrillter Litzen, sowie über den Einfluß der Isolierung und des Isolationsmaterials Aufschluß geben. Die benutzten Spulen bestanden sämtlich aus 14 Windungen von 24 cm Durchmesser, die in einer Lage auf Glas gewickelt waren. Die Ganghöhe variierte. Die untersuchten Litzen wurden zum Teil in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt hergestellt, zum Teil von verschiedenen Firmen bezogen. Um schließlich den praktisch-wichtigen Vergleich zwischen Litzen und massiven Drähten zu ermöglichen, habe ich auch eine Anzahl von Spulen aus massiven Drähten verschiedener Dicke untersucht.

Abhängigkeit der Widerstandszunahme von der Frequenz bei ideal verdrillten Litzen. Die verschiedensten Messungen an frei ausgespannten Litzen und kurzen Litzenspulen ergaben stets Proportionalität der Widerstandszunahme mit dem Quadrat der Frequenz im Gegensatz zu den Messungen an Massivdrähten und einfach verdrillten Litzen. Erst bei 200 m Wellenlänge zeigte ein Versuch mit einer frei ausgespannten mehrfach verdrillten Litze aus

180 Emailledrähten von 0,12 mm Dicke eine merklich kleinere Widerstandserhöhung, als sie nach dem quadratischen Gesetz zu erwarten gewesen wäre. In den Kurventafeln 2 und 4 sind die Resultate einiger der hierher gehörigen Versuchsreihen graphisch dargestellt, und zwar ist die Widerstandszunahme als Funktion der mit ω^2 proportionalen Größe $1/\lambda^2$ aufgetragen (die Wellenlänge λ in Zentimetern gemessen). Die geraden Linien beziehen sich auf mehrfach verdrillte Litzen.

Abhängigkeit der Widerstandszunahme von der Zahl der Einzeldrähte bei ideal verdrillten Litzen. Zur Prüfung dieser Beziehung waren sechs Litzen von annähernd gleicher Länge aus Emailledraht von 0,12 mm Durchmesser hergestellt, die von den Klemmen des Luftkondensators aus so in einer weiten Schleife ausgespannt wurden, daß der gegenseitige Abstand je zweier Teile der Schleife stets sehr groß im Verhältnis zum Litzenradius war. Die oben gemachte Annahme eines kreisförmigen Querschnittes der Litzen ließ sich naturgemäß auch bei starkem Drall nur sehr angenähert realisieren, zumal in dem Falle sehr vieler Einzeldrähte, wo die zuletzt verdrillten Einzellitzen schon einen großen Durchmesser hatten. Dazu kommt, daß der verwandte Emailledraht beträchtliche Unterschiede in seinem Widerstande pro Längeneinheit, also vermutlich im Querschnitte zeigte. In der folgenden Tabelle sind die bei einer Wellenlänge von 720 m gemessenen Werte der Widerstände und Widerstandzunahmen nebst anderen Daten zusammengestellt.

Tabelle 1.

Zahl der Einzeldrähte z	Verdrillung	Länge der Litze L (m)	Widerstand (Ohm) bei Gleichstrom W_0	Widerstand (Ohm) bei λ = 720 m W	$\Delta W = W - W_0$	Gleichstromwiderstand des Einzeldrahtes $w_0 = z \cdot W_0$	Länge des Einzeldrahtes l (m)	ΔW berechnet nach Formel (32)
10	10×1	10,67	1,711	1,827	0,116	17,11	10,92	0,139
20	5×4	10,65	0,840	0,973	0,133	16,80	10,81	0,139
36	4×3×3	10,64	0,445	0,592	0,147	16,02	10,79	0,145
60	5×4×3	10,48	0,284	0,384	0,100	17,04	10,90	0,139
180	5×4×3×3	10,53	0,0897	0,207	0,117	16,15	11,06	0,151
				Mittel	0,124		Mittel	0,1426

Trotz der beträchtlichen Unterschiede der Gleichstromwiderstände W_0 zeigen sämtliche Litzen merklich die gleiche Widerstandserhöhung

Die Abweichungen der Werte ΔW lassen keinen Gang erkennen und sind nicht größer, als man sie bei den nur angenähert verwirklichten Bedingungen der theoretischen Formel erwarten kann. Auch ist hier das starke Eingehen der Meßfehler in die Differenz ΔW zu beachten. Somit dürfen die Messungen wohl als eine Bestätigung der Theorie angesehen werden. Die Widerstandszunahme von Litzen aus Einzeldrähten der gleichen Sorte ist unabhängig von der Zahl der Einzeldrähte.

Zur Berechnung der in der letzten Spalte der Tabelle mitgeteilten Werte ΔW nach Formel (32) war es nötig, die Länge l der verdrillten Einzeldrähte zu bestimmen. Dies geschah durch Entdrillen eines gemessenen Stückes der Litze und Ausmessung der erhaltenen Einzeldrähte. Der Berechnung liegen ferner die folgenden Werte zugrunde:

$$r = 0{,}006 \text{ cm},$$
$$r_1 = 0{,}0075 \text{ cm},$$
$$\omega = \frac{2\pi v}{\lambda} = 2{,}62 \cdot 10^6.$$

Für ε, die relative Raumerfüllung, wurde der theoretisch größte Wert 0,91 eingesetzt. Wie die Tabelle zeigt, sind die berechneten Werte bei allen Litzen, mit Ausnahme der Litze 36, größer als die gemessenen. Eine kleinere relative Raumerfüllung oder auch jede Abweichung des Litzenquerschnittes von der theoretischen Kreisform würde diese Differenz erklären.

Abhängigkeit der Widerstandszunahme von der Dicke der Einzeldrähte bei ideal verdrillten Litzen. Daß auch hier die Formel (32) im wesentlichen die beobachteten Widerstandserhöhungen ergeben, folgt schon aus den vorstehend beschriebenen Messungen. Versucht man jedoch die Gültigkeit der Formel durch Messungen an Litzen aus verschieden dicken Einzeldrähten nachzuweisen, so zeigen sich zum Teil beträchtliche Abweichungen. Die folgende Tabelle enthält die Ergebnisse einiger Messungen dieser Art. Die Litzen waren auch hier wie bei den vorstehenden Versuchen von den Klemmen des Luftkondensators aus frei ausgespannt. Die Wellenlänge der benutzten Schwingungen betrug 620 m. In der letzten Spalte sind wiederum die nach Formel (32) berechneten Werte der Widerstandszunahme zusammengestellt.

Tabelle 2.

Isolation	Verdrillung	L (m)	r (mm)	r_1 (mm)	l (m)	Widerstd. b. Gleichstrom W_0 (Ohm)	Widerstand bei $\lambda = 620$ m W (Ohm)	$\Delta W = W - W_0$	ΔW berechn. nach Formel (32)
Seide .	4×3×3 = 36	$10{,}5_8$	$0{,}14_5$	$0{,}18_5$	$11{,}0_8$	0,078	$0{,}42_2$	$0{,}34_4$	1,12
Seide .	4×3×3 = 36	$10{,}7_2$	$0{,}10_0$	$0{,}15_0$	$11{,}0_6$	0,172	$0{,}37_0$	$0{,}19_8$	0,370
Emaille[1])	—	—	$0{,}06_0$	$0{,}07_5$	—	—	—	$0{,}16_8$	0,192
„	3×3×3×4 = 108	$10{,}7_3$	$0{,}03_5$	$0{,}04_0$	$10{,}9_7$	0,455	$0{,}55_8$	$0{,}10_3$	0,079
Seide	6×4×3×3 = 216	$9{,}7_3$	$0{,}02_5$	$0{,}04_6$	$11{,}0_7$	0,405	$0{,}43_1$	$0{,}02_5$	0,017

Während hiernach die Widerstandszunahme zwar deutlich kleiner wird mit abnehmendem Radius der Einzeldrähte, kann doch von einer Übereinstimmung der gemessenen und nach der Formel berechneten Werte ΔW nicht mehr die Rede sein. Bei den Litzen aus dickeren Einzeldrähten sind wiederum die berechneten Werte größer als die gemessenen. Der Grund hierfür dürfte allein darin zu suchen sein, daß die relative Raumerfüllung ε bei diesen Litzen erheblich kleiner war als der bei der Berechnung angenommene theoretisch größte Wert 0,91. In der Tat trat bei einem Versuche, ε aus dem Radius der Litze und dem der Einzeldrähte zu bestimmen, sogar der Fall ein, daß die berechneten Werte für ΔW kleiner waren als die beobachteten. Da die genauere Abmessung des Halbmessers solcher Litzen naturgemäß große Schwierigkeiten bietet, zumal wenn diese nicht durch eine äußere Bespinnung zusammengehalten werden, wie die Litzen der mit Seide isolierten Einzeldrähte, so wurde von weiteren Versuchen abgesehen. — Bei den Litzen mit sehr dünnen Einzeldrähten sind jene Abweichungen zum Teil auf Meßfehler zurückzuführen, welche hier bei der Berechnung des kleinen Differenzwertes ΔW besonders stark eingehen. So würde bei der Litze aus 216 Einzeldrähten ($r = 0{,}025$ mm) mit Seidenisolation ein Fehler von 1,8 % an dem gemessenen Litzenwiderstand W genügen, die Abweichung zum Verschwinden zu bringen, und entsprechend bei der Emaillelitze aus 108 Einzeldrähten ($r = 0{,}035$ mm) ein Fehler von 4,3 %. Ferner werden hier die nach der Formel berechneten Werte ΔW größere Fehler besitzen wegen der geringeren Genauigkeit der Werte r und r_1. Daß insbesondere bei der Emaillelitze auch gewisse Gründe für eine größere Widerstandszunahme in Frage kommen, soll unten noch erörtert werden.

1) Mittelwerte der Tabelle auf $\lambda = 620$ m extrapoliert.

Einfach verdrillte Litzen. Dolezalek, dem das Verdienst gebührt, zum erstenmal zur Verminderung der Widerstandserhöhung durch Skineffekt Litzen verwendet zu haben,[1]) begnügte sich bei seinen ersten Versuchen mit langsameren Wechselströmen damit, die Einzeldrähte der Litzen, die zu kurzen Spulen gewickelt waren, nur einfach zu verdrillen. Auch mit solchen Litzen wurden einige Messungen ausgeführt, um den nach den früheren Überlegungen zu erwartenden Unterschied zwischen ihnen und den bisher unter-

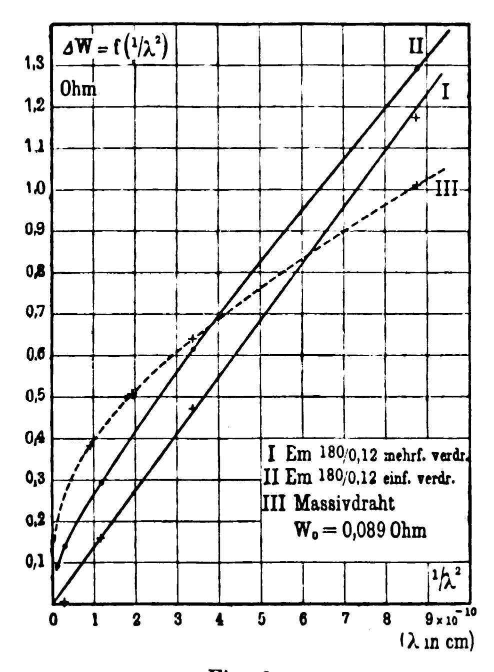


Fig. 2.

suchten mehrfach verdrillten Litzen nachzuweisen. Dieser Unterschied muß offenbar um so mehr hervortreten, je dicker die Litzen sind, denn um so weniger kann durch einfache Verdrillung erreicht werden, daß alle Einzeldrähte gleich oft an die Oberfläche der Litze treten. In der Tat zeigten zwei Emaillelitzen aus je 36 Einzeldrähten von 0,12 mm Durchmesser, von denen die eine (zu $4 \times 3 \times 3$) mehrfach und die andere einfach verdrillt war, in dem Wellenlängenbereich von 1900 bis 350 m keinen merkbaren Unterschied. Anders ver-

1) Dolezalek, Ann. d. Phys. (4) **12**, 1142, 1903.

hielten sich zwei Litzen aus je 180 Einzeldrähten mit Emailleisolation von 0,12 mm Durchmesser, welche in 14 dicht nebeneinander liegenden Windungen auf einem Glasgefäß von 24 cm Durchmesser aufgewickelt waren. Die einfach verdrillte Litze war von der Allgemeinen Elektrizitätsgesellschaft bezogen, die nach dem Schema $5 \times 4 \times 3 \times 3$ mehrfach verdrillte wurde in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt hergestellt. Die Widerstandszunahme beider Litzen in ihrer Abhängigkeit von $1/\lambda^2$ zeigt Fig. 2. Während die Zunahme bei der mehrfach verdrillten Litze durchaus proportional $1/\lambda^2$, also ω^2 erfolgt, ist der Anstieg der Kurve bei einfacher Verdrillung zunächst viel steiler, um dann jedoch mit abnehmender Wellenlänge immer flacher zu werden.

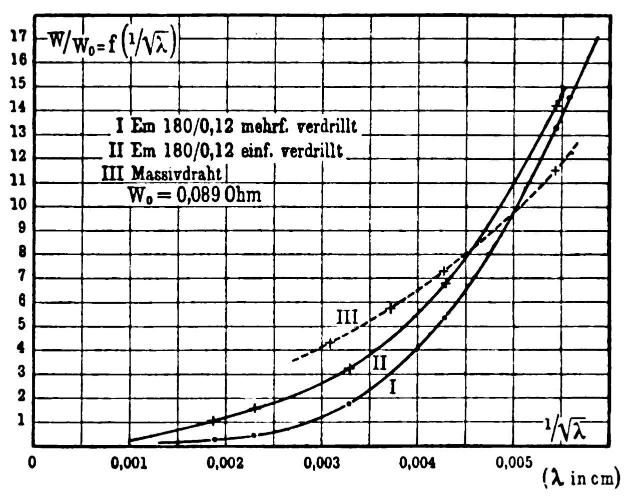


Fig. 2a.

Bei sehr hohen Frequenzen scheint schließlich die Art der Verdrillung überhaupt keinen Einfluß auf die Widerstandszunahme zu haben. Vielleicht wirken hier die einfach verdrillten Litzen sogar günstiger als die mehrfach verdrillten. Noch deutlicher als in Fig. 2 tritt der charakteristische Unterschied zwischen beiden Litzen in Fig. 2a hervor, wo das Verhältnis des Wechselstromwiderstandes zum Gleichstromwiderstande als Funktion von $1/\sqrt{\lambda}$ dargestellt ist.

Eine Erklärung für dieses eigentümliche Verhalten wird man darin suchen müssen, daß bei einfach verdrillten Litzen die im Inneren

derselben verlaufenden Einzeldrähte mit wachsender Frequenz immer weniger an der Stromführung teilnehmen. Dies ist bei gerade ausgespannten Litzen mit einfacher Verdrillung sicher der Fall, es muß auch bei Spulen aus solchen Litzen eintreten, sofern nur der Abfall des magnetischen Feldes in der Litze vom inneren bis zum äußeren Rand der Spule nicht linear erfolgt. Alsdann entspricht offenbar das beobachtete Verhalten durchaus dem später erörterten Verhalten massiver Drähte. Auch bei diesen wächst der Widerstand bei sehr schnellen Schwingungen langsamer an als bei ideal verdrillten Litzen

Einfluß der Isolation der Einzeldrähte. Wie die Messungen Dolezaleks (l. c.) zeigen, genügt bei geringen Frequenzen schon eine äußerst geringe Isolation der Einzeldrähte einer Litze, um die Widerstandserhöhung wesentlich herabzudrücken. Bei den hohen Frequenzen der drahtlosen Telegraphie ist dies jedoch nicht der Fall. Hier zeigen sogar Litzen mit schlechter Isolation größere Widerstandszunahme als Massivdrähte unter gleichen Bedingungen, wie im folgenden Abschnitt nachgewiesen wird.

Noch eine andere Frage zu beantworten, schien bei dieser Gelegenheit wichtig, nämlich die nach dem Energieverbrauch in der Isolationsschicht der Acetat- oder Emailledrähte bzw. in einer Übergangsschicht zwischen dem Kupfer und dem isolierenden Überzug. Vor allem bei Acetatlitzen hat man solche Energieverluste wiederholt zu beobachten geglaubt. Um diesen etwa vorhandenen störenden Einfluß der Oberfläche möglichst stark hervortreten zu lassen, wurden wiederum gerade ausgespannte Litzen aus je $36 = 4 \times 3 \times 3$ Einzeldrähten von 0,12 mm Dicke benutzt. Außer der Acetat- und Emaillelitze kam noch eine dritte mit einer einfachen Bespinnung der Einzeldrähte von weißer Seide zur Verwendung. Ein Unterschied im Verhalten dieser drei Litzen konnte mit Sicherheit nicht festgestellt werden. Es wäre jedoch wohl denkbar, daß ein störender Einfluß jener Oberflächenschichten erst bei höheren Frequenzen, als sie hier benutzt wurden, oder aber bei dünneren Drähten bemerkbar wird. Zumal bei den Emailledrähten dürfte dieser Einwand zunächst nicht abzuweisen sein; denn beim Entfernen der Emailleschicht ist deutlich eine rote Kupferoxydschicht wahrzunehmen. Vielleicht erklären sich so zum Teil die oben in Tabelle 2 auftretenden Differenzen zwischen dem gemessenen und berechneten Werte der Widerstandszunahme bei der Litze aus 0,07 mm dicken Emailledrähten.

Vergleich mit Massivdrähten. Praktisch interessiert vor allem die Frage, wie weit auch bei schnellen Schwingungen durch Unterteilung des Leiters und Verdrillung der Einzeldrähte die Widerstandszunahme mit der Frequenz kleiner als bei massiven Drähten gemacht werden kann. Eine Antwort hierauf sollten, wie schon oben erwähnt, einige Versuche mit Spulen aus massiven Drähten geben. Diese Spulen hatten wie die bisher untersuchten Litzenspulen einen Durchmesser von 24 cm und waren auf Glas in 14 Windungen ein-

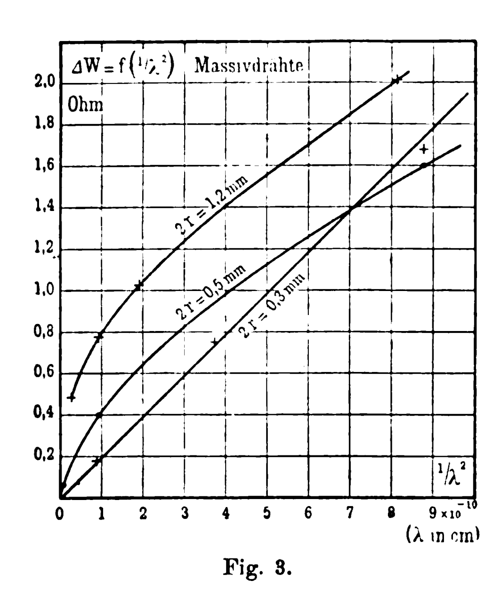


Fig. 3.

lagig gewickelt. Die gefundene Abhängigkeit der Widerstandszunahme von $1/\lambda^2$ bzw. ω^2 bei Spulen gleicher Ganghöhe aus Drähten verschiedener Dicke zeigt Fig. 3. Das Gesetz der Widerstandszunahme mit der Frequenz ist hiernach für die verschiedenen Spulen sehr verschieden. Je dünner der Draht ist, um so näher wird die Zunahme proportional dem Quadrat der Frequenz. Bei der Spule aus 0,3 mm dickem Draht ist diese Proportionalität schon vorhanden. Bei Spulen aus dickeren Drähten steigt der Widerstand zunächst viel schneller, dagegen bei größeren Frequenzen langsamer an als bei dünnen Drähten.

Nimmt man das weitere experimentelle Ergebnis hinzu, daß bei niederen Frequenzen sowohl für kurze Spulen nach den Messungen

Dolezaleks[1]) wie für lange Solenoide aus massiven Drähten nach den Messungen von Esau[2]) Proportionalität der Widerstandszunahme mit dem Quadrat der Frequenz besteht, so ist der Schluß zu ziehen, daß für kurze Spulen aus massiven Drähten wesentlich das gleiche Gesetz gilt wie für gerade Drähte oder lange Solenoide (§ 2). Solange

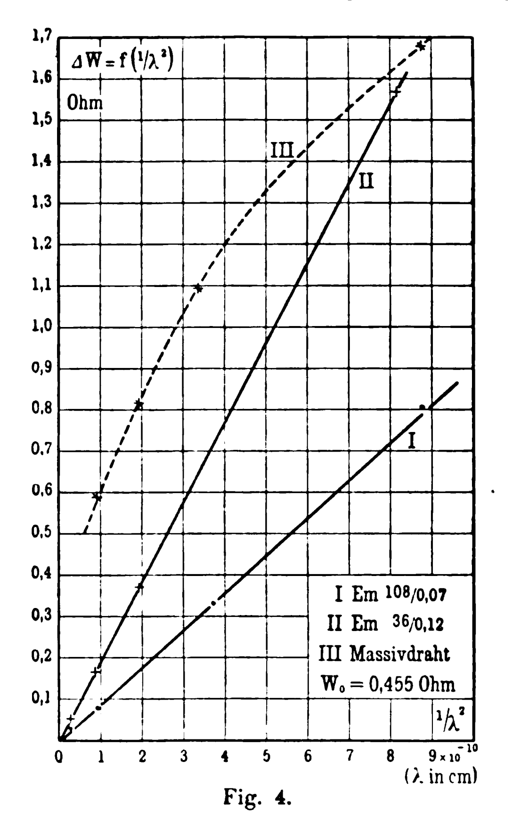


Fig. 4.

ein gewisser mit der Frequenz und dem Drahtradius zunehmender Parameter klein ist, steigt die Widerstandszunahme proportional dem Quadrat der Frequenz, ist derselbe groß, so nimmt der Widerstand langsamer zu.

Aus den Kurven der Fig. 3 und anderen hier nicht mitgeteilten sind durch Interpolation die in den Fig. 2, 4, 5 punktiert gezeichneten

1) l. c.

2) Abraham Esau, Diss., Berlin 1908.

Kurven erhalten. Sie stellen die Abhängigkeit der Widerstandszunahme von $1/\lambda^2$ für Massivdrahtspulen dar, welche bei angenähert gleicher Ganghöhe, Windungszahl und Spulendurchmesser denselben Kupferquerschnitt, also denselben Gleichstromwiderstand haben wie die entsprechenden Litzenspulen. Fig. 4 insbesondere gestattet den Vergleich zweier Emaillelitzen von nahe gleichem Kupferquerschnitt, aber aus verschieden dicken Einzeldrähten mit der entsprechenden Massivdrahtspule. Insbesondere fällt das erheblich schnellere Ansteigen der für

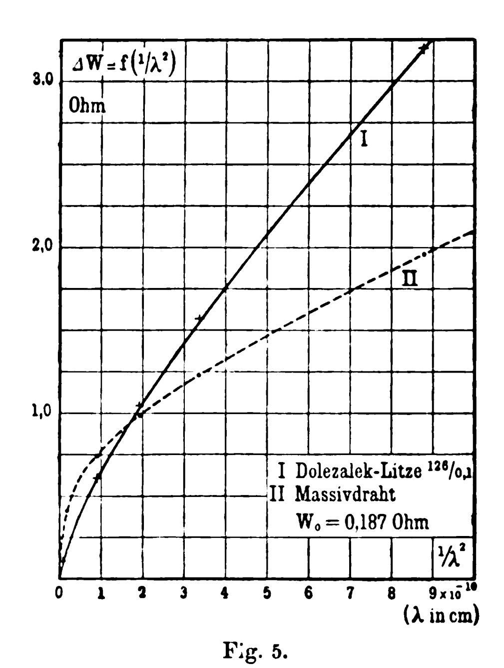


Fig. 5.

die Litzen *Em* 180/0,12 und *Em* 36/0,07 geltenden Kurven bei kurzen Wellen auf. Bei den dicksten Litzen der Fig. 2 ist bereits in dem höheren Frequenzbereich die Widerstandszunahme der Litzenspule größer als diejenige der Massivdrahtspule. Auf das Eintreten dieser Erscheinung, welche auch an frei ausgespannten vielfach verdrillten Litzen und Massivdrähten beobachtet wurde, ist bereits in § 2 hingewiesen. Im Falle der Spulen dürfte die Erscheinung zum Teil auch dadurch bedingt sein, daß bei der Litzenspule das Verhältnis der Ganghöhe zum Leiterdurchmesser kleiner ist als bei der Spule aus massivem Draht von gleichem Kupferquerschnitt. Wie schon mehrfach

beobachtet wurde, nimmt bei einer Spule die Widerstandszunahme zu, wenn jenes Verhältnis kleiner wird.

Besonders groß ist der Unterschied zwischen der von Dolezalek zuerst benutzten Litze und dem Massivdraht von gleichem Kupferquerschnitt. Fig. 5 entspricht einer von Siemens & Halske bezogenen Dolezalek-Litze aus 126 Einzeldrähten von 0,1 mm Durchmesser, deren gegenseitige Isolation äußerst gering war. Hier hat die Litze schon von einer Wellenlänge von etwa 770 m an einen größeren Widerstand als die Vergleichsspule aus massivem Draht, und bei 318 m Wellenlänge beträgt die Differenz bereits 58 % des Widerstandes der Massivdrahtspule gegenüber etwa 14 % bei der mehrfach verdrillten Emaillelitze (180/0,12) der Fig. 2. Hieraus ist zu schließen, daß bei den Dolezalek-Litzen die Isolation der Einzeldrähte für die Benutzung bei höherer Frequenz nicht ausreicht, wie schon Giebe[1]) aus seinen Versuchen schloß. In diesem Falle kommen wahrscheinlich zu den Energieverlusten durch Wirbelströme, deren Folge ja die Verdrängung der Stromlinien ist, noch Energieverluste in den Übergangswiderständen zwischen den Einzeldrähten hinzu.

§ 4. Litzenspulen mit mehreren Windungslagen.

Für die Untersuchung standen mir vier Selbstinduktionsnormale zur Verfügung, die Herr Giebe[2]) für seine Arbeiten über die Änderung der Selbstinduktion und des Widerstandes bei Frequenzen bis zu 5000 hatte herstellen lassen. Dieselben sind nach der Stefanschen Formel für quadratischen Wickelungsquerschnitt und für ein Minimum von Drahtlänge von ihm berechnet[3]) und aus verflochtenen oder vielfach verdrillten Emaille- oder Acetatlitzen auf Marmorkernen gewickelt. Nähere mir von Herrn Giebe freundlichst zur Verfügung gestellte Angaben enthält Tabelle 1.

Wie Giebe nachgewiesen hat, zeigen diese Spulen bei Periodenzahlen zwischen 50 und 5000 nur noch äußerst geringe Widerstandszunahme, während der Widerstand der älteren aus Dolezalek-Litze gewickelten Normale in jenem Frequenzbereich noch merklich ansteigt[4]). Leider sind bei allen Spulen mehrere Einzeldrähte gerissen. Doch scheinen hierdurch größere Störungen nicht hervorgerufen zu werden, wie unten näher erörtert ist.

1) Giebe, Ztschr. f. Instrumentenk. 31, 6 u. 33, 1911.

2) Giebe, ebenda.

3) Stefan, Wied. Ann. 22, 114, 1884, s. auch M. Wien, ebenda 58, 553, 1896.

4) Giebe, Ztschr. f. Instrumentenk. 31, 6 u. 33, 1911.

Tabelle 3.

	L (Henry)	Litze	Zahl der Einzeldrähte Z	Dicke des Einzeldrahtes mm	Zahl der Lagen	Zahl der Windungen (m)	Innerer Radius der Spule p_1 cm	Äußerer Radius p_2 cm
I	10^{-1}	Acetat verfl.	25	0,1	34	1088	3,31	6,63
II	10^{-2}	Emaille verdrillt	108 = 4×3×3×3	0,07	19	350	3,08	6,16
III	10^{-3}	Emaille verdrillt	108 = 4×3×3×3	0,07	12	137	2,10	4,21
IV	10^{-4}	Acetat verfl.	100	0,1	7	51	1,46	2,92

Bei den Messungen bestand eine besondere Schwierigkeit darin, Störungen durch die Erdkapazität der Spule oder des Kondensators im Meßkreise zu vermeiden, da zum Teil sehr kleine Kapazitäten in diesem Kreise verwendet wurden. So ergab sich z. B. ein merklich größerer Wert für den Widerstand des Meßkreises, wenn dieser unmittelbar auf dem Tische stand, als wenn er höher aufgestellt wurde. Ganz werden sich solche Einflüsse vermutlich nur dadurch ausschließen lassen, daß man die Spulen wie Kondensatoren mit einem allseitigen metallischen Schutz umgibt, wie es Giebe[1]) mit bestem Erfolg bei Messungen mit der Wechselstrombrücke getan hat. Bei den vorliegenden Messungen wurden Fehler dadurch möglichst vermieden, daß der ganze Meßkreis auf etwa 40 cm hohen Glasgefäßen, die ihrerseits auf einem Tische standen, seinen Platz erhielt in möglichst großer Entfernung von den Zimmerwänden und sonstigen Gegenständen. Zur Vermeidung von Verlusten durch Wirbelströme in den Kondensatorplatten befand sich zwischen Spule und Kondensator eine etwa 60 cm lange bifilare Zuleitung, deren Widerstand und Kapazität zu berücksichtigen war, während ihr Selbstinduktionskoeffizient bei allen folgenden Messungen vernachlässigt werden konnte.

Der Einfluß der Spulenkapazität auf den Widerstand. Wie schon eingangs erwähnt wurde, interessierte bei den Versuchen mit mehrlagigen Spulen außer der Größe des Skineffektes selbst vor allem die Frage, wie weit die Kapazität der Spulen die Resultate der

1) Giebe, ebenda.

Messung beeinflußt. Auf diesen Einfluß hat zuerst M. Wien[1]) hingewiesen. Es berechnet sich der Leistungswiderstand w' einer Spule mit der Eigenkapazität γ (Fig. 6), die frei von Kapazität den Widerstand w und den Selbstinduktionskoeffizienten L besitzen würde, zu:

$$w' = \frac{w}{(1 - \omega^2 \gamma L)^2 + \omega^2 \gamma^2 w^2}$$

oder angenähert zu:

$$w' = \frac{w}{(1 - \omega^2 \gamma L)^2} \tag{35}$$

Dabei ist angenommen, daß γ als reine verlustfreie Kapazität an den Enden der Spule liegt. Diese parallel geschaltete Kapazität bewirkt also nach Gleichung (35) eine Vergrößerung des Leistungswiderstandes der Spule offenbar durch Veränderung der Phasenverschiebung zwischen Strom und Spannung in der Spule.

Die so bedingte Korrektion des Widerstandes ist bei niederen Frequenzen nur klein. Daß hier die von M. Wien bei der Ableitung der obigen Formel gemachten Annahmen über die Spulenkapazität mit großer Strenge zutreffen, hat kürzlich Giebe[2]) für die benutzten Spulen (Tabelle 3) durch sehr genaue Messungen in der Wechselstrombrücke nachgewiesen, indem er die gleichfalls durch Spulenkapazität hervorgerufene scheinbare Änderung des Selbstinduktionskoeffizienten der Spule mit der Frequenz untersuchte.

Ganz beträchtlich wird der Einfluß der Spulenkapazitäten bei den Frequenzen der drahtlosen Telegraphie. Es erschien daher nötig die Formel und damit die theoretischen Vorstellungen auch hier durch einen besonderen Versuch zu prüfen; bedeutet doch die Annahme der Kapazität γ in Formel (35) im wahren Grunde nichts anderes als die Ersetzung eines nicht mehr quasistationären Vorganges durch einen quasistationären. Bei diesem Versuch wurde in der bisher benutzten Schaltung des Meßkreises (Fig. 7) zu der Spulenkapazität γ ein Luftkondensator parallel geschaltet und dessen Kapazität c_1 allmählich vergrößert, während man durch gleichzeitige Verkleinerung der Kapazität C die Gesamtkapazität im Kreise und damit die Frequenz konstant erhielt. Sofern auch bei schnellen Schwingungen die in Wirklichkeit verteilte Kapazität der Spule durch eine an den Spulenenden liegende reine Kapazität γ ersetzt werden kann, mußten Messungen bei ver-

1) M. Wien, Wied. Ann. 44, 689, 1891.
2) Giebe, l. c.

schiedenen Werten der Kapazität c_1 bzw. C bei Berücksichtigung der Formel (35) den gleichen Wert für den Widerstand w der als frei von Kapazität gedachten Spule ergeben.

Ehe jedoch die Ergebnisse dieses Versuches mitgeteilt werden, ist kurz zu erörtern, in welcher Weise Formel (35) auf die benutzte Schaltung (Fig. 7) übertragen werden darf. Während nämlich jene Formel für den Fall abgeleitet ist, daß der von außen zugeführte

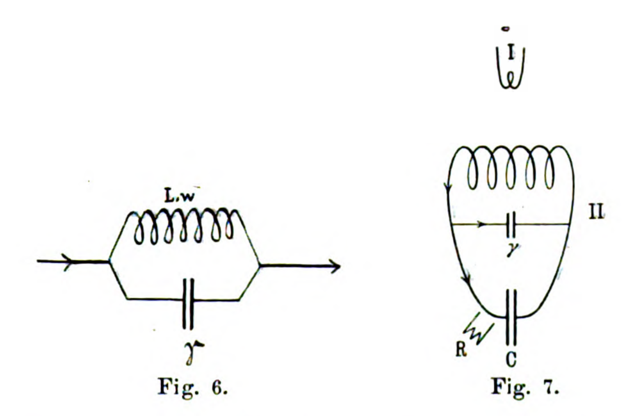


Fig. 6. Fig. 7.

Strom sich auf die Selbstinduktion L (mit dem Widerstande w) und auf die Spulenkapazität γ verteilt, wird sich in der hier benutzten Schaltung der vom Primärkreis I in der Spule induzierte Strom auf die beiden Kapazitäten γ und C verteilen. γ ist also zu C parallel liegend anzunehmen. Bei der Messung des Widerstandes w nach Formel (7) ist demnach statt des Hilfswiderstandes R ein mit Rücksicht auf jene Stromverzweigung korrigierter Wert R' einzuführen, nämlich der wirksame Widerstand der Verzweigung $\gamma \,\|\, C, R$. Die Berechnung dieses Verzweigungswiderstandes geschieht in einfachster Weise mit Hilfe der imaginären Operatoren der beiden Zweige:

$$a_1 = \frac{1}{i\,\omega\,\gamma}$$

$$a_2 = R + \frac{1}{i\,\omega\,C}$$

Hieraus folgt der Operator der Verzweigung:

$$a_{12} = \frac{a_1\,a_2}{a_1 + a_2}$$

und demnach der gesuchte wirksame Widerstand R' der Verzweigung gleich dem reellen Teil von a_{12}. Man erhält:

$$R' = \frac{R}{(1 + \gamma/C)^2 + \omega^2 R^2 \gamma^2}$$

oder mit hinreichender Annäherung:

$$R' = \frac{R}{(1 + \gamma/C)^2}$$

Durch Einsetzung dieses Wertes in Gleichung (7) ergibt sich:

$$w(1 + \gamma/C)^2 = \frac{R}{\sqrt{\frac{\alpha_0}{\alpha_1}} - 1} \qquad (36)$$

Ist nun der Einfluß des Dämpfungsdekrementes des Meßkreises auf die Eigenfrequenz dieses Kreises sehr klein und außerdem die Selbstinduktion der Zuleitungen zu vernachlässigen, so gilt die Gleichung:

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{L(C + \gamma)}}$$

woraus folgt:

$$\frac{1}{(1 + \gamma/C)} = 1 - \omega^2 L \gamma$$

also:

$$R' = R(1 - \omega^2 L \gamma)^2$$

und nach Gleichung (36):

$$\frac{w}{(1 - \omega^2 L \gamma)^2} = \frac{R}{\sqrt{\frac{\alpha_0}{\alpha_1}} - 1} = w' \qquad (36')$$

In diesem Falle liefert also die Größe

$$\frac{R}{\sqrt{\frac{\alpha_0}{\alpha_1}} - 1}$$

den durch Gleichung (35) gegebenen Leistungswiderstand w' der Spule.

Die Resultate des oben erörterten Versuches mit der zur Spulenkapazität γ parallel geschalteten Kapazität c_1 sind in Tabelle 4 zusammengestellt. Es wurde die Emaillelitzenspule von 10^{-2} Henry (Nr. II der Tabelle 3) benutzt bei einer Wellenlänge von 8050 m. Wie

die beiden letzten Spalten der Tabelle zeigen, wachsen die direkt gemessenen Werte w' des Leistungswiderstandes der Spule schnell mit der Kapazität $\gamma + c_1$ an, während sich für die Größe

$$w = \frac{w'}{\left(1 + \frac{\gamma + c_1}{C}\right)^2}$$

aus allen Messungen nahezu der gleiche Wert ergibt. Die Abweichungen liegen hier in den Grenzen der Meßgenauigkeit[1]).

Tabelle 4.

$\gamma = 58{,}4 \cdot 10^{-12}$ F. $\lambda = 8050$ m.

c_1 $\cdot 10^{-12}$ Farad	C $\cdot 10^{-12}$ Farad	$\left(1 + \frac{\gamma + c_1}{C}\right)^2$	w' Ohm	w Ohm
0	1748,1	1,069	6,98	6,53
49,0	1699,1	1,131	7,52	6,65
131,1	1617,0	1,248	8,25	6,61
246,7	1501,4	1,448	9,56	6,60
526,8	1221,3	2,185	14,53	6,65

Die Messung der Spulenkapazität γ, deren Kenntnis für die Versuche nötig war, geschah in bekannter Weise durch Bestimmung der Eigenwellenlänge λ_0 der frei schwingenden Spule, die durch einen primären Funken- oder Lichtbogenkreis angeregt wurde. Bedeutet L die Selbstinduktion der Spule und v die Lichtgeschwindigkeit, so ist:

$$\lambda_0 = 2\pi v \sqrt{L \cdot \gamma}$$

also:

1) Die obigen Überlegungen und Messungen mahnen zur Vorsicht bei allen Dämpfungsmessungen an Schwingungskreisen mit Kondensatoren kleiner Kapazität. So wurde z. B. bei einem technischen Wellenmesser die Kapazität einer Spule einschließlich ihrer bifilaren Zuleitungen zu $107 \cdot 10^{-12}$ F. bestimmt, während die Kapazität des Drehkondensators bei der Einstellung 20° gleich $693 \cdot 10^{-12}$ F. war. Ein Widerstand, welcher zum Zwecke einer Messung des Dämpfungsdekrementes des Wellenmessers bei dieser Einstellung an der einen Klemme des Drehkondensators eingeschaltet wird, ist hier nach den obigen Formeln um etwa 25% zu korrigieren. Eine entsprechende, noch größere Korrektion ist bei der Messung mit gedämpften Schwingungen nach der Bjerknesschen Methode anzubringen, wo jener Widerstand zur Bestimmung des Dämpfungsdekrementes des primären Kreises erforderlich wird.

$$\gamma = \frac{\lambda_0^2}{4\pi^2 v^2 L}$$

Da in der benutzten Schaltung (Fig. 7) die Kapazität der Zuleitungen von der Spule zum Kondensator sich stets zu der Spulenkapazität addiert, wenn der Hilfswiderstand R unmittelbar an der einen Klemme des Kondensators C angeschlossen wird, so wurde die Spulenkapazität einschließlich der Kapazität der Zuleitungen gemessen.

Messungsergebnisse. Die Resultate der eigentlichen Dämpfungsmessungen an den verschiedenen Spulen sind in den folgenden Tabellen zusammengestellt. Das untersuchte Frequenzbereich ist bei den einzelnen Spulen sehr verschieden. Bei sehr niedrigen Frequenzen war die Genauigkeit der Widerstandsmessung, welche hier 1—3 % betrug, zu klein, so daß die Werte der Widerstandszunahme zu geringe Genauigkeit erhielten. Sodann bestimmte die Größe der erforderlichen Kondensatoren die untere Grenze der Frequenz. Der größte mir zurzeit zur Verfügung stehende Luftkondensator Giebescher Konstruktion[1]) hatte eine Kapazität von 0,03 MF. Parallelschaltung mehrerer Kondensatoren wurde vermieden. Die höchste Frequenz andererseits entsprach einer Wellenlänge von 700 m. Bei den größeren Spulen mußte ich schon bei niederen Frequenzen die Messungen unterbrechen, da die Kapazität im Meßkreise zu klein oder auch die zu messenden Spulenwiderstände zu groß wurden. Die aus 0,05—0,1 mm dicken Manganindrähten bestehenden Hilfswiderstände R betrugen 0,3 — 300 Ohm. Die größeren von ihnen waren bifilar auf Karton gewickelt. In den Tabellen bedeutet wie oben ω die Zahl der Perioden in 2π Sekunden, C die Kapazität des Kondensators im Meßkreise, w' den direkt gemessenen Leistungswiderstand der Spule mit Eigenkapazität unter Berücksichtigung des nach der Rayleighschen Formel berechneten Widerstandes der Zuleitungen. Um den Einfluß des Skineffektes zu erhalten, ist aus w' nach Formel (36) die Größe:

$$w = \frac{w'}{(1 + \gamma/C)^2}$$

also der Widerstand, soweit er nicht durch Spulenkapazität beeinflußt wird, berechnet, sowie:

---

1) Giebe, Ztschr. f. Instrumentenk. **29**, 269 und 301, 1909.

$$\frac{w - w_0}{\omega^2}$$

w_0 bedeutet den Gleichstromwiderstand der Spule.

Tabelle 5.

Spule I. $L = 0,1$ H. $\gamma = 48,5 \cdot 10^{-12}$ F. $w_0 = 35,9$ Ohm.

ω	C 10^{-12} F.	$(1+\gamma/C)^2$	w' Ohm	w Ohm	$\frac{w - w_0}{\omega^2}$	w' ber.	$w'_{gem.} - w'_{ber.}$ Proz.
$1,17 \cdot 10^5$	678,5	$1,15_2$	55,2	47,9	$8,7 \cdot 10^{-10}$	55,7	− 0,9
$1,98 \cdot 10^5$	207,1	$1,52_8$	136,4	89,3	$13,6 \cdot 10^{-10}$	138,0	− 1,2
$2,33 \cdot 10^5$	137,0	$1,83_5$	228,5	124,5	$16,3 \cdot 10^{-10}$	226,2	+ 1,0
$2,80 \cdot 10^5$	80,5	2,57	478,5	186,0	$19,1 \cdot 10^{-10}$	474	+ 0,95
$3,20 \cdot 10^5$	46,3	4,2	1071	255,2	$21,4 \cdot 10^{-10}$	1070	+ 0,1

Tabelle 6.

Spule II. $L = 0,01$ H. $\gamma = 46,7 \cdot 10^{-12}$ F[1]). $w_0 = 5,13$ Ohm.

ω	C 10^{-12} F.	$(1+\gamma/C)^2$	w' Ohm	w Ohm	$\frac{w - w_0}{\omega^2}$	w' ber.	$w'_{gem.} - w'_{ber.}$ Proz.
$1,74 \cdot 10^5$	3264	1,027	5,87	5,72	$0,19 \cdot 10^{-10}$	5,84	+ 0,5
$2,34 \cdot 10^5$	1748	1,069	6,98	6,54	$0,156 \cdot 10^{-10}$	6,82	+ 2,3
$3,22 \cdot 10^5$	916	1,105	8,89	8,04	$0,280 \cdot 10^{-10}$	9,12	− 2,6
$5,17 \cdot 10^5$	322,5	$1,35_2$	23,25	17,2	$0,453 \cdot 10^{-10}$	23,4	− 0,8
$6,85 \cdot 10^5$	165,5	$1,64_5$	52,4	31,8	$0,567 \cdot 10^{-10}$	53,9	− 2,9
$8,40 \cdot 10^5$	94,7	2,23	124,6	55,8	$0,719 \cdot 10^{-10}$	123,1	+ 1,2

Tabelle 7.

Spule III. $L = 0,001$ H. $\gamma = 36,2 \cdot 10^{-12}$ F. $w_0 = 1,27$ Ohm.

ω	C 10^{-12} F.	$(1+\gamma/C)^2$	w' Ohm	w Ohm	$\frac{w - w_0}{\omega^2}$	w' ber.	$w'_{gem.} - w'_{ber.}$ Proz.
$3,12 \cdot 10^5$	10030	$1,00_7$	1,405	$1,39_4$	$1,23 \cdot 10^{-12}$	1,400	− 0,35
$5,50 \cdot 10^5$	3264	$1,02_2$	1,73	1,69	$1,39 \cdot 10^{-12}$	1,727	− 0,2
$9,95 \cdot 10^5$	969	$1,07_4$	3,14	2,92	$1,67 \cdot 10^{-12}$	3,17	− 1,0
$14,45 \cdot 10^5$	436,4	$1,17_3$	6,43	5,48	$2,02 \cdot 10^{-12}$	6,42	+ 0,15
$19,3 \cdot 10^5$	230 7	$1,33_8$	13,7	10,26	$2,42 \cdot 10^{-12}$	13,43	+ 2,0
$26,3 \cdot 10^5$	107,7	$1,78_8$	36,7	20,6	$2,79 \cdot 10^{-12}$	37,2	− 1,4

Tabelle 8.

Spule IV. $L = 1 \cdot 10^{-4}$ H. $\gamma = 29,8 \cdot 10^{-12}$ F. $w_0 = 0,189$ Ohm.

ω	C 10^{-12} F.	$(1+\gamma/C)^2$	w' Ohm	w Ohm	$\frac{w - w_0}{\omega^2}$	w' ber.	$w'_{gem.} - w'_{ber.}$ Proz.
$5,63 \cdot 10^5$	31500	—	0,270	0,270	$2,56 \cdot 10^{-18}$	0,266	+ 1,5
$9,96 \cdot 10^5$	10030	$1,00_6$	0,433	0,430	$2,42 \cdot 10^{-18}$	0,433	—
$17,9 \cdot 10^5$	3070	$1,01_5$	0,965	0,950	$2,38 \cdot 10^{-18}$	0,985	− 2,1
$23,1 \cdot 10^5$	1846	$1,03_2$	1,541	1,493	$2,44 \cdot 10^{-18}$	1,541	—
$26,5 \cdot 10^5$	1395	$1,04_4$	1,98	1,895	$2,43 \cdot 10^{-18}$	1,988	− 0,4

1) Bei den Messungen mit Spule II wurden verschiedene Zuleitungen benutzt.

Wie die Tabellen zeigen, ist die Widerstandszunahme $w - w_0$ nur bei der kleinsten Spule von 10^{-4} Henry proportional dem Quadrat der Frequenz, während sie bei den übrigen Spulen schneller ansteigt, und zwar um so mehr, je größer die Selbstinduktion der Spule ist. Es ergibt sich, daß mit großer Annäherung

$$\frac{w - w_0}{\omega^2} = a + b \cdot \omega$$

gesetzt werden kann, wo a und b Konstanten bedeuten, deren Werte für die untersuchten Spulen in der Tabelle 9 zusammengestellt sind. Die Kenntnis dieser Größen gestattet alsdann, den Widerstand einer Spule für jede Frequenz zu berechnen. Es ist nämlich:

$$w' = (w_0 + a\,\omega^2 + b\,\omega^3)(1 + \gamma/C)^2 \tag{37}$$

oder auch:

$$w' = \frac{w_0 + a\,\omega^2 + b\,\omega^3}{(1 - \omega^2 L \gamma)^2} \tag{37'}$$

Mittels dieser Formel sind die in der vorletzten Spalte der Tabellen 5 bis 8 mitgeteilten Werte berechnet. Danach ist die Darstellung der Beobachtungen durch die Formel sehr weitgehend; die Abweichungen der berechneten und gemessenen Widerstände liegen noch innerhalb der Grenzen der Meßgenauigkeit.

Tabelle 9.

Spule	L (Henry)	a	b
I	$1 \cdot 10^{-1}$	$1{,}90 \cdot 10^{-10}$	$6{,}1 \cdot 10^{-15}$
II	$1 \cdot 10^{-2}$	$5{,}0 \cdot 10^{-12}$	$7{,}75 \cdot 10^{-17}$
III	$1 \cdot 10^{-3}$	$1{,}00 \cdot 10^{-12}$	$7{,}0 \cdot 10^{-19}$
IV	$1 \cdot 10^{-4}$	$2{,}44 \cdot 10^{-13}$	—

Auch die durch Extrapolation nach den Formeln erhaltenen Werte der Widerstandserhöhung bei niederen Frequenzen unter $\omega = 2\pi \cdot 5000$ sind in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Messung von Giebe (l. c.). Die Formel läßt erwarten, daß schon in diesem Frequenzbereich bei den größeren Spulen die Widerstandszunahme schneller als proportional ω^2 erfolgt, daß also das Glied $b\,\omega^3$ neben $a\,\omega^2$ in der Formel wesentlich in Frage kommt. So ist z. B. für die Spule von $L = 10^{-1}$ Henry Selbstinduktion nach der Formel bei einer Frequenz $\omega = 2\pi \cdot 4000$:

$$w' = \frac{35{,}9 + 0{,}12 + 0{,}10}{(1 - 0{,}0027)^2} = 36{,}3 \text{ Ohm},$$

also die Widerstandserhöhung gleich 1,1 %, wozu die beiden Glieder $a\,\omega^2$ und $b\,\omega^3$ etwa gleiche Beträge liefern.

Dielektrische Verluste in mehrlagigen Spulen. Nach den in § 2 angestellten Überlegungen, welche durch die Messungen an frei ausgespannten Litzen und einlagigen Litzenspulen (§ 3) in bemerkenswerter Weise bestätigt sind, war zu erwarten, daß auch bei mehrlagigen Spulen aus mehrfach verdrillten Litzen die Widerstandszunahme, soweit sie durch Skineffekt bedingt wird, proportional dem Quadrat der Frequenz wächst. Im Gegensatz hierzu ergaben die Messungen ein wesentlich stärkeres Anwachsen des Widerstandes, wenn man von der kleinsten Spule absieht. Demnach ist zu schließen, daß bei Spulen mit mehreren Windungslagen außer dem Skineffekt noch ein anderer Grund für die Widerstandszunahme besteht. Es lag nicht fern, diesen Grund in dielektrischen Verlusten zu suchen; würde man doch bei jedem Kondensator oder Kabel, dessen Dielektrikum dem zwischen den einzelnen Lagen und Windungen der Spulen befindlichen Isolationsmaterial ähnlich ist, ohne weiteres auch Energieverluste erwarten. In der Tat hat Humann[1]) bereits solche Verluste an Spulen bei niederen Frequenzen aber hohen Spannungen beobachtet. Daß dieselben ein sehr schnelles Anwachsen des Widerstandes mit der Frequenz bedingen, zeigt folgende einfache Überlegung.

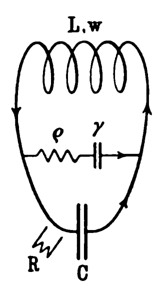


Fig. 8.

Die energieverzehrende Kapazität der Spule ist in bekannter Weise durch eine reine, verlustfreie Kapazität γ und einen vorgeschalteten Widerstand ϱ (Fig. 8) zu ersetzen[2]). Also berechnet sich der Widerstand Z_1 der Verzweigung $\gamma \| C$ aus den Operatoren beider Zweige:

$$\alpha_1 = \varrho + \frac{1}{i\,\omega\,\gamma}$$

und

$$\alpha_2 = \frac{1}{i\,\omega\,C}$$

[1]) P. Humann, Elektr. Bahnen und Betriebe 4, 457, 1906.

[2]) Siehe z. B.: Orlich, Kapazität und Induktivität, S. 110, Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn, 1909.

zu:

$$Z_1 = \frac{\varrho}{(1 + C/\gamma)^2}$$

und nach dem Einschalten des Hilfswiderstandes R vor C zu:

$$Z_2 = \frac{\gamma^2 \varrho + C^2 R}{(C + \gamma)^2} = \frac{\varrho}{(1 + C/\gamma)^2} + \frac{R}{(1 + \gamma/C)^2}$$

Setzt man diese Werte in die Gleichung ein:

$$\frac{i_0}{i_1} = \frac{\sqrt{\alpha_0}}{\sqrt{\alpha_1}} = \frac{w + Z_2}{w + Z_1}$$

wo i_0 und i_1 die Stromstärken im Meßkreise vor und nach dem Einschalten von R bezeichnen und w wie früher den nicht durch die Spulenkapazität veränderten Spulenwiderstand, so ergibt sich:

$$\frac{R}{\sqrt{\frac{\alpha_0}{\alpha_1}} - 1} = \left(w + \frac{\varrho}{(1 + C/\gamma)^2}\right)\left(1 + \gamma/C\right)^2 \tag{38}$$

Unter der schon früher gemachten Annahme:

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{L(C + \gamma)}}$$

ist:

$$\frac{1}{1 + C/\gamma} = \omega^2 L \gamma$$

und

$$\frac{1}{1 + \gamma/C} = 1 - \omega^2 L \gamma$$

also:

$$\frac{R}{\sqrt{\frac{\alpha_0}{\alpha_1}} - 1} = \frac{w + \omega^4 L^2 \gamma^2 \varrho}{(1 - \omega^2 L \gamma)^2} = w' \tag{38'}$$

Dieser Ausdruck ist nichts anderes als der Leistungswiderstand w' der Spule mit parallel geschalteter Kapazität. Man erhält ihn direkt durch Berechnung der in Fig. 9 gezeichneten Verzweigung [1]).

---

1) Die Formel (38) läßt auch erkennen, weshalb die Messungen der Tabelle 4 mit einer zur Spulenkapazität γ parallel geschalteten verlustfreien Kapazität c_1 für die Größen

In Formel (38′) bestimmt die Größe $\omega^4 L^2 \gamma^2 \varrho$ den Einfluß dielektrischer Verluste auf den Leistungswiderstand w' der Spule. Der Faktor ω^4 läßt erkennen, wie schnell eine dadurch bedingte Widerstandszunahme mit der Frequenz anwachsen muß.

Bei der Ableitung der Formel (38′) sind zur Vereinfachung die Größen γ und ϱ auf die Spule einschließlich der Zuleitungen bezogen. Bezeichnet γ' die Kapazität der Spule allein, c die Kapazität der Zuleitungen und ϱ' den mit γ' in Reihe liegenden, Energie verzehrenden Widerstand, so ist mit hinreichender Annäherung zu setzen:

$$\gamma = \gamma' + c$$

$$\varrho = \frac{\varrho'}{(1 + c/\gamma')^2}$$

Fig. 9.

Dabei wird angenommen, daß die Kapazität der Zuleitungen frei von Energieverlusten ist.

Man wird sich die Frage vorlegen, unter welchen Bedingungen Formel (38′) in die früher aus den Beobachtungen abgeleitete Interpolationsformel (37′) übergeht. Die durch Skineffekt hervorgerufene Widerstandszunahme ist offenbar in der Größe w der Eormel (38′) enthalten; daraus folgt der Ansatz:

$$w = w_0 + a \cdot \omega^2 \tag{39}$$

Wird ferner der Widerstand ϱ umgekehrt proportional der Frequenz ω angenommen, so ist die Abhängigkeit des Leistungswiderstandes w' von der Frequenz nach der Formel (38′) dieselbe, wie sie experimentell gefunden wurde.

Die soeben für den Widerstand ϱ angenommene Abhängigkeit

$$\frac{w'}{\left(1 + \frac{\gamma + c_1}{C}\right)^2}$$

konstante Werte ergaben, trotz der oben vernachlässigten Verluste in der Spulenkapazität. Auf diesen Fall übertragen geht nämlich die Formel über in:

$$\frac{R}{\left(\sqrt{\frac{\alpha_0}{\alpha_1}} - 1\right)\left(1 + \frac{\gamma + c_1}{C}\right)^2} = w + \frac{\varrho}{\left(1 + \frac{C + c_1}{\gamma}\right)^2}$$

Die rechte Seite dieser Gleichung ist offenbar konstant, wenn $C + c_1$ wie im Versuche konstant bleibt.

von ω wurde nun in der Tat bei Kapazitätsmessungen an Kabeln und Kondensatoren wiederholt beobachtet. Bei Kondensatoren mit Energieverlust ist bekanntlich die Phasenverschiebung zwischen Strom und Spannung um einen gewissen als Phasenabweichung bezeichneten Winkel δ kleiner als die bei verlustfreien Kapazitäten eintretende ideale Phasenverschiebung von 90°. Für δ gilt die Gleichung:

$$\operatorname{tg} \delta = \varrho' \cdot \omega \gamma' \tag{40}$$

wenn der Kondensator mit Energieverlust wie oben durch die verlustfreie Kapazität γ' mit dem vorgeschalteten Widerstand ϱ' ersetzt gedacht wird. Monasch[1]) und Humann (l. c) fanden bei Messungen an Kabeln mit Wechselströmen der in der Technik üblichen Frequenz, daß die Phasenabweichung in dem von ihnen benutzten Frequenzbereich konstant, d. h. unabhängig von der Frequenz war. Dieselbe Gesetzmäßigkeit beobachtete auch Herr Giebe bei verschiedenen Kondensatoren bis zu Frequenzen von 5000, während andere Messungen jene Beziehung nicht ergaben. Setzt man $\operatorname{tg} \delta = \text{const.} = A$, so liefert Gleichung (40):

$$\varrho' = \frac{A}{\omega \cdot \gamma'}.$$

Nimmt man dieses Gesetz auch für die Kapazität der hier untersuchten Spulen als gültig an, so wird auch die Größe ϱ der Frequenz ω umgekehrt proportional und das Glied mit dem Faktor ϱ in Gleichung (38') geht über in:

$$\omega^4 L^2 \gamma^2 \varrho = \omega^4 L^2 \varrho' \cdot \gamma'^2 = A \cdot L^2 \gamma' \cdot \omega^3$$

Indem wir diese Größe mit dem Gliede $b \cdot \omega^3$ der Interpolationsformel (37') identifizieren, erhalten wir zur Berechnung der Phasenabweichung δ der Spulen (ohne Zuleitungen) die Gleichung:

$$A = \operatorname{tg} \delta = \frac{b}{L^2 \cdot \gamma'} \tag{41}$$

Durch die vorstehenden Überlegungen wird den einzelnen Gliedern der experimentell gefundenen Formel je eine ganz bestimmte Bedeutung beigelegt; $a\,\omega^2$ soll die Widerstandszunahme durch Skineffekt, $b\,\omega^3$ die durch dielektrische Verluste bedingte Zunahme messen. Ein strenger Nachweis der Richtigkeit der theoretischen Vorstellungen in dieser

1) Monasch, Diss., Techn. Hochschule, Danzig 1906.

Beziehung ist zunächst noch nicht erbracht. Daß dieselbe zu wohl haltbaren Folgerungen führt, soll noch kurz erörtert werden.

In Tabelle 10 sind die aus den Konstanten b der Formel (37′) nach den Gleichungen (40) und (41) für die Größen tg δ, δ und ϱ' berechneten Werte zusammengestellt. Die für ϱ' mitgeteilten Werte gelten für die Frequenz $\omega = 3 \cdot 10^5$. — Wie hier die wahre Spulenkapazität mit ihrem Energieverlust in der Rechnung durch den verlustfreien Kondensator γ' mit dem vorgeschalteten Widerstande ϱ' ersetzt ist, so kann sie bekanntlich auch durch den verlustfreien Kondensator γ' mit einem parallel geschalteten Widerstande r' ersetzt werden. Auch die sich für r' bei der Frequenz $\omega = 3 \cdot 10^5$ ergebenden Werte sind in der Tabelle mitgeteilt. Für r' gilt die Beziehung:

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{1}{\omega \gamma' r'}. \tag{42}$$

Die Tabelle zeigt, daß schon eine kleine Phasenabweichung δ genügen würde, um die beobachteten Erscheinungen zu erklären. Die für δ berechneten Werte sind von derselben Größenordnung wie die bei Kabeln gemessenen. Eine Abhängigkeit des Widerstandes ϱ' von der Spannung ließ sich nicht feststellen. Falls die Verluste, wie dies für dielektrische Verluste in vielen Fällen gefunden wurde, dem Quadrat der elektrischen Feldstärke proportional sind, müßte ϱ' in der Tat von der Spannung unabhängig sein.

Tabelle 10.

Spule	ϱ'	tg δ	δ	$\gamma'(\omega = 3 \cdot 10^5)$	$r'(\omega = 3 \cdot 10^5)$
I	$43 \cdot 10^{-12}$ F	0,0142	0°49′	1100 Ohm	$5{,}46 \cdot 10^6$ Ohm
II	$43 \cdot 10^{-12}$ F	0,0180	1° 2′	1395 Ohm	$4{,}31 \cdot 10^6$ Ohm
III	$29{,}6 \cdot 10^{-12}$ F	0,0236	1°21′	2660 Ohm	$4{,}77 \cdot 10^6$ Ohm

Die oben mitgeteilten Formeln (34) u. (34′) für Flachspulen nach Wien gestattet ferner die durch Skineffekt hervorgerufene Widerstandserhöhung, also die Konstante a der Interpolationsformel zu berechnen oder angenähert abzuschätzen. Die so erhaltenen Werte $\Delta W_L/\omega^2$ sind in Tabelle 11 den entsprechenden Werten der Konstanten a gegenübergestellt.

Tabelle 11.

Spule	a aus Tabelle 7	$\Delta W_L/\omega^2$	Zahl der gerissenen Drähte
I	$1,90 \cdot 10^{-10}$	$1,7 \cdot 10^{-10}$	4 von 25
II	$5,0 \cdot 10^{-12}$	$5,4 \cdot 10^{-12}$	32 von 108
III	$1,00 \cdot 10^{-12}$	$0,62 \cdot 10^{-12}$	9 von 108
IV	$2,44 \cdot 10^{-13}$	$1,8 \cdot 10^{-13}$	9 von 100

Wie schon gesagt, kann es sich hierbei nur um eine Abschätzung handeln, da es fraglich erscheint, ob jene für Flachspulen abgeleitete Formel auf die hier untersuchten Spulen anwendbar ist.[1]) Nach Tabelle 3 hat das Verhältnis des Durchmessers zur Länge bei diesen Spulen den Wert 3. Hinzu kommt noch eine erhebliche Unsicherheit wegen der in den Litzen gerissenen Einzeldrähte. Ihre Zahl ist in der letzten Spalte der obigen Tabelle angegeben. Bei der größten und kleinsten Spule wurde dieselbe aus der Differenz des gemessenen und berechneten Gleichstromwiderstandes angenähert bestimmt, bei den beiden anderen Spulen jedoch direkt gemessen. Durch Einsetzen der Anzahl der nicht gerissenen Drähte in die obige Formel ergaben sich die Werte der Tabelle. . Man wird erwarten können, daß diese Werte zu klein ausfallen, da bei der Rechnung vernachlässigte etwaige Verluste in den gerissenen Drähten die gemessenen Werte a vergrößern müssen. In der Tat ist bei drei der Spulen eine solche Differenz zu erkennen. Der Umstand, daß gerade bei der Spule von 10^7 cm Selbstinduktion, welche die prozentisch größte Anzahl gerissener Drähte enthält, der beobachtete Wert für a sogar noch etwas kleiner ist als der abgeschätzte $\Delta W_L/\omega^2$, legt jedoch die Vermutung nahe, daß der Einfluß der gerissenen Drähte nicht sehr groß ist. Hiernach darf wohl die bemerkenswerte Übereinstimmung der beobachteten Werte a und der abgeschätzten Werte $\Delta W_L/\omega^2$ als eine Stütze für die Annahme betrachtet werden, daß das Glied $a\,\omega^2$ unserer Interpolationsformel die durch Skineffekt bewirkte Widerstandszunahme bestimmt.

Messungen an technischen Normalen. Trotzdem die von verschiedenen Firmen gebauten Selbstinduktionsnormale schon wiederholt auch bei höheren Frequenzen bezüglich ihrer Widerstandszunahme untersucht sind[2]), wurde die hier gefundene Gesetzmäßigkeit bisher

1) Siehe auch A. Esau, Ann. d. Phys. 4, 81, 1911.

2) Z. B. W. Lulofs, Diss. d. Techn. Hochschule, Braunschweig 1906.

nicht beobachtet. Der Grund hierfür ist darin zu suchen, daß bei jenen technischen Normalen die durch Skineffekt bedingte Widerstandszunahme beträchtlich größer ist als bei den hier untersuchten und daß daher die hier als dielektrische Verluste gedeuteten fast ganz zurücktreten. Um einen direkten Vergleich solcher Spulen mit den hier untersuchten zu ermöglichen, wurde noch an zwei derselben in dem hier gewählten Frequenzbereich die Widerstandszunahme in der beschriebenen Weise gemessen. Beide Spulen hatten einen Selbstinduk-

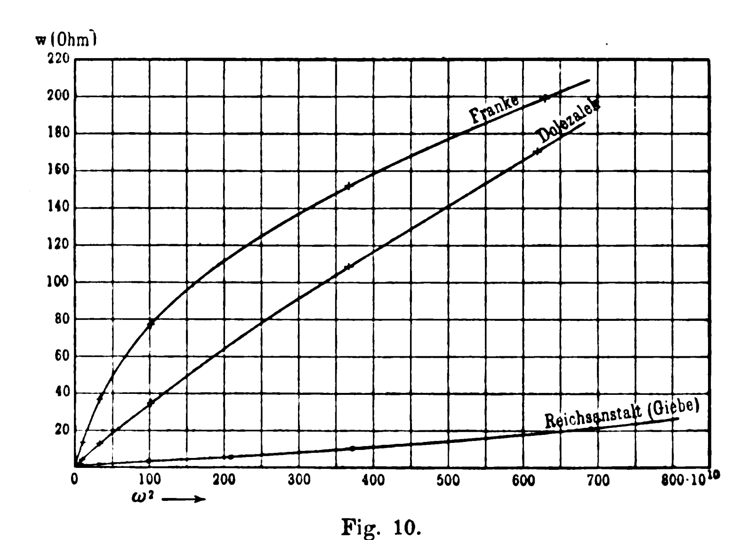


Fig. 10.

tionskoeffizienten gleich 10^6 cm und waren auf Serpentinkerne gewickelt. Die eine, seinerzeit von Rudolf Franke in Hannover bezogen, bestand aus fünf Einzeldrähten von 0,5 mm Durchmesser, die andere war in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt aus Dolezalek-Litze (100 Einzeldrähte von 0,1 mm Durchmesser) der Firma Siemens & Halske hergestellt. Die Tabellen 12 u. 13 enthalten die Ergebnisse der Messungen. Fig. 10 zeigt die Größe $w = \frac{w'}{(1 + \gamma/C)^2}$ in ihrer Abhängigkeit von ω^2. Zum Vergleich sind hier auch die früher für das Normal der Reichsanstalt erhaltenen Werte eingetragen.

Tabelle 12.

Spule von R. Franke $\gamma = 63 \cdot 10^{-12}$ F. $w_0 = 0{,}39$ Ohm.

ω	$C\,10^{-12}$ F	$(1 + \gamma/C)^2$	w' Ohm	w
$3{,}19 \cdot 10^5$	10030	1,01	13,15	13,03
$5{,}80 \cdot 10^5$	3031	$1{,}04_3$	38,0	36,4
$10{,}1 \cdot 10^5$	1010	1,13	87,3	77,2
$19{,}2 \cdot 10^5$	231	1,62	245	152
$25{,}1 \cdot 10^5$	107,7	2,51	499	199

Tabelle 13.

Spule aus Dolezalek-Litze $\gamma = 65 \cdot 10^{-12}$ F. $w_0 = 0{,}44$ Ohm.

ω	$C(10^{-12}$ F)	$(1 + \gamma/C)^2$	w' Ohm	w
$3{,}15 \cdot 10^5$	10030	$1{,}01_2$	4,02	3,97
$5{,}80 \cdot 10^5$	2879	$1{,}05_2$	13,1	12,4
$10{,}03 \cdot 10^5$	939	$1{,}14_2$	39,0	34,2
$19{,}2 \cdot 10^5$	208,1	1,72	185,7	108
$24{,}9 \cdot 10^5$	101,2	2,70	458	170

Hiernach ist in der Tat die Widerstandszunahme der technischen Normale von anderer Größenordnung als diejenige der oben untersuchten, von Giebe gebauten Spulen. Der Versuch zeigt deutlich, wie weitgehend eine gute Unterteilung der Litzen sowie Verdrillung und Isolierung der Einzeldrähte auch in dem hier untersuchten Frequenzbereich die Widerstandserhöhung herabzudrücken vermag. Die Kurven lassen ferner erkennen, daß bei den technischen Normalen die Widerstandserhöhung langsamer als ω^2 zunimmt im Gegensatz zu dem Verhalten des Normals der Reichsanstalt.

(Eingesandt 30. November 1910.)

Über eine Methode zur Messung von logarithmischen Dekrementen und Schwingungszahlen elektromagnetischer Schwingungssysteme.

Von **L. Mandelstam** und **N. Papalexi.**

Bezeichnungen.

Es bedeuten:

p_1, p_2, p_3 Selbstinduktionskoeffizienten

c_1, c_2 Kapazitäten

$p_{1\cdot 2}, p_{2\cdot 1}, p_{1\cdot 3}, p_{2\cdot 3}$ Wechselseitige Induktionskoeff.

$\varrho_1 = \frac{p_{1\cdot 2}}{p_1}, \; \varrho_2 = \frac{p_{1\cdot 2}}{p_2}$ Koppelungskoeffizienten

$\varrho^2 = \varrho_1 \varrho_2$ Koppelungsparameter oder Koppelung

w_1, w_2, w_3 Widerstände

$2\delta_1 = \frac{w_1}{p_1}, \; 2\delta_2 = \frac{w_2}{p_2}, \; 2\delta_3 = \frac{w_3}{p_3}$ Dämpfungskonstanten

$\varkappa_1^2 = \frac{1}{p_1 c_1} \qquad \varkappa_2^2 = \frac{1}{p_2 c_2}$

$v_1 = \sqrt{\varkappa_1^2 - \delta_1^2}, \; v_2 = \sqrt{\varkappa_2^2 - \delta_2^2}$ Zyklische Schwingungszahlen

$\tau_1 = \frac{2\pi}{v_1}, \quad \tau_2 = \frac{2\pi}{v_2}$ Perioden

$\varepsilon_1 = \frac{2\pi\delta}{v_1}, \quad \varepsilon_2 = \frac{2\pi\delta_2}{v_1}$ Natürliche log. Dekremente

i_1, i_2, i_3 Stromstärken

q_1, q_2 Elektrizitätsmengen

q_{10} die Anfangsladung des primären Kreises

$x = \frac{\varkappa_2^2 - \varkappa_1^2}{\varkappa_1^2} = \frac{c_{20} - c_2}{c_2}$ $\left(\frac{1}{p_2 c_{20}} = \frac{1}{p_1 c_1}\right)$ Die relative Verstimmung des sekundären Kreises

$J_1 = \int_0^\infty i_1^2 dt, \; J_2 = \int_0^\infty i_2^2 dt, \; J_{1\cdot 2} = \int_0^\infty i_1 i_2 dt$

Die bisher übliche Methode zur Messung von logarithmischen Dekrementen und Schwingungszahlen elektromagnetischer Schwingungssysteme — die Bjerknessche Resonanzmethode — besteht bekanntlich im folgenden. Man läßt das zu untersuchende System auf einen Kondensatorkreis — den Meß- oder Resonanzkreis — wirken und nimmt eine sogenannte Resonanzkurve irgendeiner Wirkung (z. B. des Stromeffektes oder des Potentialeffektes) auf. Aus der Resonanzkurve werden nun $\varepsilon = 2\pi \frac{\delta}{\nu}$ — das logarithmische Dekrement und $n = 2\pi\nu$ — die Schwingungszahl, ermittelt, und zwar n aus der Lage des Maximums der Kurve (Isochronitätspunkt) und ε aus der Form der Kurve, z. B. nach der Formel $\varepsilon + \varepsilon' = \pi x \sqrt{\frac{J_2}{J_{2\,max} - J_2}}$. Hier bedeutet $x = \frac{c_{20} - c_2}{c_2}$ und $J_{2\,max}$ bzw. J_2 die Werte des Stromeffektes bei der Kapazität c_{20} bzw. c_2 des Meßkreises, ε' ist das logarithmische Dekrement des Meßkreises.

Wir haben nun eine Methode zur Messung von logarithmischen Dekrementen und Schwingungszahlen ausgearbeitet, welche ebenfalls auf der Verwendung eines Resonanzkreises beruht. Im Gegensatz aber zu der Bjerknesschen Methode, die aus dem Verlauf der $\int_0^\infty i_2^2\, dt$- oder $\int_0^\infty V^2\, dt$-Kurve die Parameter der Schwingungsform ermittelt, benutzt diese Methode dazu die $\int_0^\infty i_1\, i_2\, dt$-Kurve. Dieses Verfahren scheint uns gegenüber dem Bjerknesschen gewisse wesentliche Vorteile zu bieten, und zwar:

1. Die Gleichheit der Frequenzen des Resonanzkreises mit dem zu messenden Kreis wird durch das Nullwerden des $\int_0^\infty i_1\, i_2\, dt$-Effektes angezeigt, so daß die Frequenz des zu messenden Kreises außerordentlich scharf bestimmt werden kann.

2. Das logarithmische Dekrement ergibt sich aus der Lage der Extremwerte desselben Effektes. Die Ermittelung der Lage ist aber im allgemeinen genauer und bequemer auszuführen als die quantitative Bestimmung einer Reihe von Anschlägen.

3. Die Anschläge des zum Anzeigen bzw. Messen des $\int_0^\infty i_1\, i_2\, dt$-Effektes benutzten Instrumentes können so gut wie vollständig unabhängig von dem unregelmäßigen Gang des Unterbrechers bzw. der Wechselstromquelle oder der Funkenstrecke gemacht werden, was ebenfalls eine Erhöhung der Meßgenauigkeit bedingt.

Die Theorie der Methode und des Instrumentes und die erzielten Resultate haben wir ausführlich in den Annalen der Physik, Band 33, S. 490, 1910 beschrieben. Einer Einladung der Redaktion des Jahrbuches für drahtlose Telegraphie gerne folgend, referieren wir hier über die Hauptergebnisse dieser Arbeit.

Da die Methode sich auf die Eigenschaften der $\int\limits_0^\infty i_1\, i_2\, d\, t$-Kurve bei zwei gekoppelten Kondensatorkreisen gründet, so wollen wir zunächst über die Theorie der $\int\limits_0^\infty i_1\, i_2\, d\, t$-Kurve kurz referieren. Bei der Ableitung des $\int\limits_0^\infty i_1\, i_2\, d\, t$ sind wir von den bekannten Differenzialgleichungen für zwei induktiv gekoppelte Kondensatorkreise ausgegangen und durch partielle Integration[1]) direkt aus den Differenzialgleichungen $\int\limits_0^\infty i_1\, i_2\, d\, t$ bei beliebiger Größe der Koppelung in geschlossener algebraischer Form erhalten. Wir wollen hier aber nur den Fall der extremlosen Koppelung, d. h. den Fall so kleiner Koppelung, daß die Form des $\int\limits_0^\infty i_1\, i_2\, d\, t$ bei weiterer Verkleinerung der Koppelung sich nicht mehr ändert, näher betrachten, welcher praktisch der wichtigste ist. Wie sich aus den allgemeinen Formeln ergibt, ist die Bedingung der extremlosen Koppelung für die $\int\limits_0^\infty i_1\, i_2\, d\, t$-Kurve im wesentlichen die gleiche, wie die von M. Wien für die Gültigkeit der Bjerknesschen Methode gefundene: es muß ϱ^2 klein gegen $\frac{\varepsilon_1\, \varepsilon_2}{\pi^2}$ sein.

Der Ausdruck für $J_{1\cdot 2} = \int\limits_0^\infty i_1\, i_2\, d\, t$ als Funktion der Parameter der beiden Kreise ist nun für extremlose Koppelung der folgende:

$$J_{1\cdot 2} = \frac{\pi^3}{2}\; \frac{\varrho_2\, \varkappa_1\, q_{10}{}^2}{\varepsilon_1}\; \frac{x}{\pi^2 x^2 + \varepsilon_1 (\varepsilon_1 + \varepsilon_2) x + (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)^2} \tag{1}$$

Aus dieser Formel lassen sich die folgenden Haupteigenschaften von $J_{1\cdot 2}$ als Funktion von der relativen Verstimmung $x = \frac{c_{20} - c_2}{c_2}$ leicht ableiten:

$$1.\quad J_{1\cdot 2} = 0 \quad \text{für} \quad x = \frac{c_{20} - c_2}{c_2} = 0 \tag{2}$$

1) Vgl. auch B. Macků, Phys. Ztschr. **9**, 437, 1908 und dieses Jahrb. **2**, 251, 1909.

und zwar gilt diese Beziehung unabhängig von der Größe der Koppelung.

Bildet man weiter $\frac{\partial J_{1\cdot 2}}{\partial x}$, so findet man, daß:

$$2.\quad \frac{\partial J_{1\cdot 2}}{\partial x} = 0 \quad \text{für} \quad \pi x = \pm(\varepsilon_1 + \varepsilon_2) \tag{3}$$

d. h. die $\int_0^\infty i_1 i_2 dt$-Kurve besitzt zwei Extremwerte.

Bezeichnen wir diese Extremwerte von $J_{1\cdot 2}$ durch $\overset{+}{J}_{1\cdot 2}(x > 0)$ bzw. $\overset{-}{J}_{1\cdot 2}(x < 0)$, so ist, wie leicht ersichtlich:

$$3.\quad |\overset{+}{J}_{1\cdot 2}| < |\overset{-}{J}_{1\cdot 2}|$$

Außerdem ist:

$$4.\quad J_{1\cdot 2} = -\frac{\pi^3}{2}\frac{\varrho_2 \varkappa_1 q_{10}^2}{\varepsilon_1}\frac{1}{\pi^2 + \varepsilon_2(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)} \text{ für } x = -1\,(c_2 = \infty) \tag{4}$$

und:

$$5.\quad J_{1\cdot 2} = 0 \quad \text{für} \quad x = \infty \quad (c_2 = 0) \tag{5}$$

Eine weitere wichtige Beziehung erhält man, indem man Wertepaare x_1, x_2 sucht, für welche $J_{1\cdot 2}$ den gleichen Wert hat, d. h. $J_{1\cdot 2}(x_1) = J_{1\cdot 2}(x_2)$ ist. Aus dieser Gleichung bekommt man nach einfacher Umformung die folgende Beziehung:

$$6.\quad \pi^2 x_1 x_2 = (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)^2 \tag{6}$$

Auf Grund dieser Eigenschaften von $J_{1\cdot 2}$ kann man folgendes über den Verlauf der $\int_0^\infty i_1 i_2 dt$-Kurve aussagen:

Ändert man x von -1 bis $+\infty$, so daß alle übrigen Parameter unverändert bleiben, also etwa im sekundären Kreis die Kapazität c_2 (von $c_2 = \infty$ bis $c_2 = 0$), wie man bei der Aufnahme einer gewöhnlichen Bjerknesschen Resonanzkurve zu tun pflegt, so nimmt zunächst $\int_0^\infty i_1 i_2 dt$ vom Wert, der durch Gleichung (4) gegeben ist, bis zum Minimalwert $\overset{-}{J}_{1\cdot 2}$ ab, den es bei $x = -x_0\,(c_2 = \overset{-}{c}_2)$ erreicht, wächst dann, indem es bei $x = 0\,(c_2 = c_{20})$ durch Null hindurchgeht, bis zum Maximalwert $\overset{+}{J}_{1\cdot 2}$, den es bei $x = x_0\,(c_2 = \overset{+}{c}_2)$ erreicht, und fällt bei weiter abnehmendem c_2 auf Null ab.

In der Fig. 1 ist der Verlauf der für verschiedene ε_1, ε_2 berechneten $\int\limits_0^\infty i_1\, i_2\, d\,t$-Kurven gezeichnet.

Die Kurven der Fig. 2 stellen den Einfluß der Koppelung dar.

Wie man aus den Formeln 2—6 sieht, gestattet die $\int\limits_0^\infty i_1\, i_2\, d\,t$-Kurve bei extremloser Koppelung die Parameter eines Kondensatorkreises zu bestimmen. Der Kondensatorkreis, dessen Konstanten $\varkappa_1^2 = \nu_1^2 + \delta_1^2$ und $\varepsilon_1 = 2\pi \frac{\delta_1}{\nu_1}$ zu ermitteln sind, wird mit einem „Resonanzkreis" mit variabler Kapazität c_2, dessen Konstanten

$$\varepsilon_2 \quad \text{und} \quad \varkappa_2^2 = \frac{1}{p_2\, c_2}$$

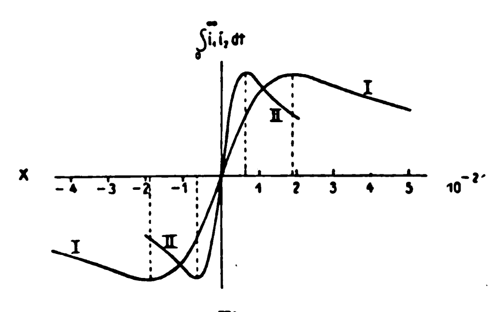


Fig. 1.

bekannt sind, extremlose gekoppelt und die Kurve des $\int\limits_0^\infty i_1\, i_2\, d\,t$-Effektes als Funktion von c_2 bestimmt. Für den Wert von $c_2 = c_{20}$, für welchen $\int\limits_0^\infty i_1\, i_1\, d\,t = 0$ ist, ist nun

$$\varkappa_1^2 = \varkappa_2^2 = \frac{1}{p_2\, c_{20}}$$

d. h. die Periode des Resonanzkreises ist gleich der Periode des zu untersuchenden Kondensatorkreises. Für die Werte von $c = \begin{cases} \overset{+}{c_2} \\ c_2 \end{cases}$ für welche $\int\limits_0^\infty i_1\, i_2\, d\,t$ ein $\begin{cases} \text{Maximum} \\ \text{Minimum} \end{cases}$ wird, ist

$$\varepsilon_1 + \varepsilon_2 = \pi \, | x | = \pi \left| \frac{c_{20} - \overset{+}{c_2}}{\overset{+}{c_2}} \right| \text{ bzw. } \pi \left| \frac{c_{20} - \overset{-}{c_2}}{\overset{-}{c_2}} \right|$$

d. h. die Summe $q_1 + \varepsilon_2$ der logarithmischen Dekremente ist gleich der Verstimmung x des Resonanzkreises, welche dem Extremwerte von J_2 entspricht, multipliziert mit π.

Die Summe $\varepsilon_1 + \varepsilon_2$ der logarithmischen Dekremente läßt sich noch genauer bestimmen, wenn man die Beziehung (6) benutzt. Man bestimmt dabei die Werte c_2', c_2'', für welche $J_{1 \cdot 2}$ den gleichen Wert hat, also die Abszissen der Punkte, in denen eine der Abszissenachse parallele Gerade die $J_{1 \cdot 2}$-Kurve schneidet, und enthält:

$$\varepsilon_1 + \varepsilon_2 = \pi \sqrt{\frac{c_{20} - c_2'}{c_2'} \cdot \frac{c_{20} - c_2''}{c_2''}}$$

Als Meßinstrument für $\int\limits_0^\infty i_1 \, i_2 \, d\,t$ diente bei unseren Versuchen ein Induktionsdynamometer mit zwei festen rechtwinklig zueinander angeordneten Spulen und einer beweglichen in dem Felde der Spulen sich befindenden in sich kurzgeschlossenen Spule („Kurzschlußring“-Dynamometer). Da das Instrument bei unseren Messungen sich sehr gut bewährt hat, auch bezüglich der mechanischen Eigenschaften, so wollen wir es hier näher beschreiben.

In der mittleren Ebene einer flachen Spule S_2 (Fig. 3) aus wenigen Windungen hängt an bifilarer Aufhängung konzentrisch mit S_2 ein Ring aus dünnem Aluminiumblech. Konzentrisch sowohl zum Ring wie auch zu S_2 befindet sich in der zum Ring senkrechten, durch die Drehungsachse hindurchgehenden Ebene eine zweite ebenso flache Spule S_1. Sowohl S_1 wie auch S_2 können um die Drehungsachse des Ringes mittels Schraubenvorrichtung kleine Drehungen, welche zur Justierung des Instrumentes dienen, erteilt werden. Gemessen werden mittels Skala und Fernrohr die Drehungswinkel des Ringes. Der Ring war mit Seidenpapier beklebt, trug in der Mitte einen kleinen Glasspiegel und bafand sich zwischen einer Glasplatte, die die vordere Seite der Spule S_2 bedeckte und einem Blatt schwarzen Papiers, das auf der hinteren Seite von S_2 befestigt war. Auf diese Weise wurde eine vorzügliche Dämpfung erzielt.

Die Wirkungsweise des Apparates ist nun die folgende. Man schickt den Strom i_2 durch S_2, dann wird in dem Ring ein Strom i_3 induziert, welcher, falls der induktive Widerstand des Ringes genügend

groß[1]) gegen den Ohmschen Widerstand ist, proportional zu i_2 ist. Wegen der symmetrischen Lage des Ringes in bezug auf S_2 wird auf den Ring kein Drehmoment ausgeübt. Schickt man aber den Strom i_1 durch S_1, so induziert i_1 keinen Strom in dem Ringe, übt aber, falls in dem Ringe schon ein Strom i_3 fließt, ein zu $i_1 i_3$ proportionales Drehmoment. Schickt man also gleichzeitig durch S_1 den Strom i_1 und durch S_2 den Strom i_2, so wirkt auf den Ring ein zu $i_1 i_2$ proportionales Drehmoment. Benutzt man also das Instrument in der Weise, daß man den Ring etwa mittels eines Torsionskopfes in die

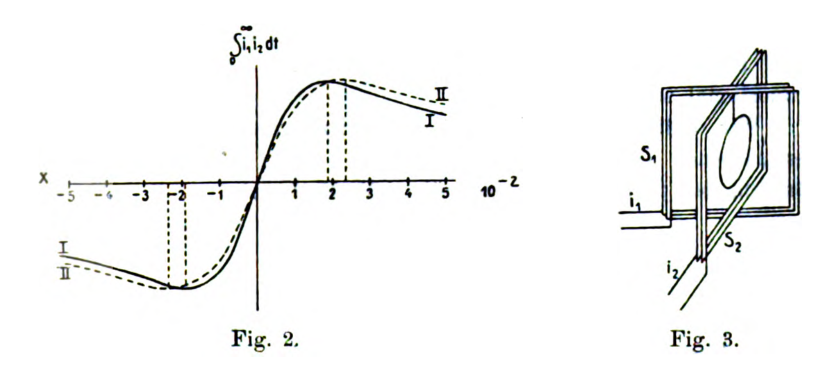


Fig. 2. Fig. 3.

Nullage zurückführt, so wäre dann der Drehungswinkel proportional zu $\int_0^\infty i_1 i_2 \, dt$. Nun ist aber

1. schwierig eine vollkommene Abgleichung zu erzielen und
2. ist es viel einfacher — und so haben wir das Instrument stets benutzt — direkt die Ausschläge zu messen.

Da in diesem Falle der Ring aus der symmetrischen Nullage herausgebracht wird, so treffen die Voraussetzungen der entwickelten einfachen Theorie nicht mehr zu. Um nun aus den Ausschlägen auf die Werte von $\int_0^\infty i_1 i_2 \, dt$ schließen zu können, sind wir auf die Theorie des Instrumentes näher eingegangen. Es hat sich dabei ergeben, daß man auch im Falle nicht vollkommener Abgleichung und nur angenäherter Symmetrie des Dynamometers aus den Ausschlägen die

1) Wegen der genaueren Formulierung dieser Bedingung vgl. Ann. d. Phys. 33, 1910, Anmerkung 1, S. 503.

$J_{1\cdot 2}$-Kurve erhalten kann, und zwar genügt es praktisch meistens, wenn man die Formel:

$$\vartheta' = N \frac{L_{1\cdot 2}\, J_{1\cdot 2}}{a^2 + N \cdot M_1\, J_1} \tag{7}$$

benutzt[1]). Hier bedeutet ϑ' den Ausschlagswinkel, gerechnet von der Ruhelage, welche der Ring einnimmt, wenn nur durch die erste Spule S_1 der Strom i_1 fließt, a^2 ist die Direktionskraft der Aufhängung, $L_{1\cdot 2}$ und M_1 gewisse Konstanten des Instrumentes, N die Zahl der Einzelentladungen pro Sek., $J_1 = \int_0^\infty i_1{}^2\, dt$ der Stromeffekt des zu untersuchenden Stromes. $a^2 + N \cdot M_1\, J_1$ ist im Falle einer extremlosen Koppelung als konstant zu betrachten, so daß tatsächlich ϑ' proportional zu $J_{1\cdot 2}$ ist.

Wir wollen gleich hier auf einen ganz wesentlichen Vorteil des beschriebenen Dynamometers hinweisen. Aus der Formel (7) folgt nämlich, daß falls a^2 klein gegenüber $N \cdot M_1\, J_1$ ist

$$\vartheta' = \frac{L_{1\cdot 2}}{M_1}\, \frac{J_{1\cdot 2}}{J_1} \tag{8}$$

d. h. unabhängig von N ist.[2]) Mit anderen Worten: Macht man die Direktionskraft der Aufhängung des Ringes sehr klein im Vergleich mit der Direktionskraft der Spule S_1, so hängt ϑ' nur von

$$\int_0^\infty i_1\, i_2\, dt \Big/ \int_0^\infty i_1{}^2\, dt$$

ab, in sehr weiten Grenzen aber nicht mehr von der Zahl der Entladungen N, insbesondere nicht mehr von dem Gang des Unterbrechers

1) Wir benutzen hier die Gelegenheit einen Vorzeichenfehler, welches sich in unserer Arbeit l. c. befindet, zu korrigieren. Damit die Formeln (19) S. 505 welche die Größen L und M definieren, mit den übrigen Formeln übereinstimmen, muß man in den Formeln (19) und der darunter stehenden Gleichung für ϑ das Vorzeichen von den Größen M_1, M_2 und $M_{1\cdot 2}$ umkehren. Es muß also $-\frac{1}{2p_3}\frac{\partial}{\partial \vartheta} p_{1\cdot 2}{}^2 = L_1 - M_1\, \vartheta$ usw. sein.

2) Wir möchten auch an dieser Stelle erwähnen, daß Herr Tykociner schon früher einen direkt anzeigenden Wellenmesser experimentell ausgearbeitet hat, welcher auf einem Verteilungsprinzip der Hochfrequenzströme beruht und bei dem ebenfalls die Unabhängigkeit von der Amplitude erreicht wurde, was für seinen Wellenmesser übrigens prinzipiell unerläßlich ist.



ab. Hierin liegt ein praktischer Vorzug des neuen Instrumentes gegenüber bekannten, auf thermischer und dynamischer Wirkung beruhenden Meßinstrumenten, wie Thermoelement, Bolometer und Dynamometer in gewöhnlicher Ausführung.

Versuche.

Um die Brauchbarkeit sowohl der dargelegten Methode wie auch des beschriebenen Dynamometers zu prüfen, haben wir folgende Versuche angestellt. Es wurden an einem und demselben Kondensator-

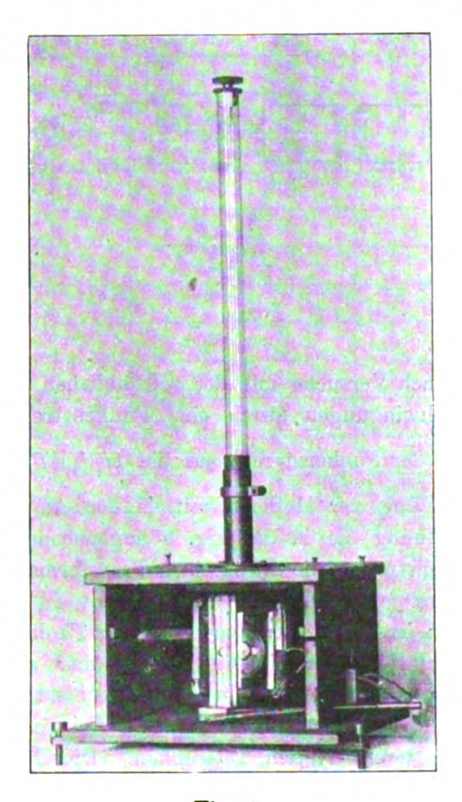


Fig. 4.

kreis mit einem und demselben Resonanzkreis gleichzeitig $\int_0^\infty i_1 i_2 \, d\,t$- und $\int_0^\infty i_1^2 \, d\,t$-Kurven aufgenommen und zwar die $J_{1 \cdot 2}$-Kurve mit dem Dy-

namometer und die J_2-Kurve mit einem Brandesschen Thermoelement.

Um dem theoretischen Falle näher zu kommen, wurden zunächst Versuche mit der Methode der „Abreißfunken" nach M. Wien („Stoßerregung") gemacht. In diesem Falle fällt der störende Einfluß der Funkenstrecke weg und die Bjerknessche Resonanzkurve entspricht nach Wien[1]) der Theorie. Es eignete sich also dieser Fall ganz besonders für die Prüfung der Brauchbarkeit unserer Methode. Nachdem nun auf diese Weise die Methode und das Instrument geprüft

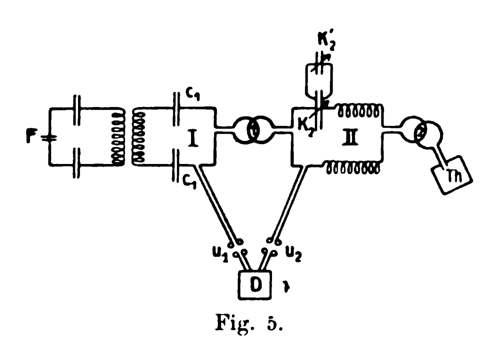


Fig. 5.

waren, wurden auch Versuche mit der gewöhnlichen Art der Erregung von schnellen Schwingungen durch eine Funkenstrecke gemacht und somit der Einfluß der Funkenstrecke auf die $\int_0^\infty i_1\, i_2\, d\, t$-Kurve beobachtet.

Bei der Prüfung der Methode mittels der Abreißfunken war die Versuchsanordnung die in der Fig. 5 angegebene. Hier bedeutet F die Abreißfunkenstrecke, die durch einen Transformator erregt wurde: I ist der „primäre", der sehr lose (durch 1) mit II — dem Resonanzkreis — gekoppelt ist. D ist das Dynamometer, Th das Thermoelement. Der Strom i_2 des Resonanzkreises ist direkt über ein Umschalter u_2 durch S_2 des Dynamometers geführt; ebenso fließt i_1 des primären Kreises über u_1 direkt durch S_1. K_2 und K_2' sind geeichte Drehplattenluftkondensatoren, System Telefunken. Die durch die Methode erforderte Veränderung von der Kapazität wird durch Drehung an K_1' bewirkt.

Das Schema der Versuchsanordnung bei der Funkenerregung unterschied sich von dem für die Abreißfunkenmethode nur dadurch,

1) M. Wien, Ann. d. Phys. 25, 625, 1908.

daß der erregende Kreis (Stoßkreis) fortfiel und der Kreis *I* eine Funkenstrecke enthielt. Der Kreis *II* blieb unverändert.

Die Fig. 6 und 7, in welchen die $\int_0^\infty i_2^2\,dt$- und die $\int_0^\infty i_1\,i_2\,dt$-Kurven als Funktion der Kapazität c_2 des Resonanzkreises gezeichnet sind, geben die Resultate zweier Versuche mit Stoßerregung und Funkenerregung wieder[1]).

Die Berechnung der Summe $\varepsilon_1 + \varepsilon_2$ der log. Dekremente aus der

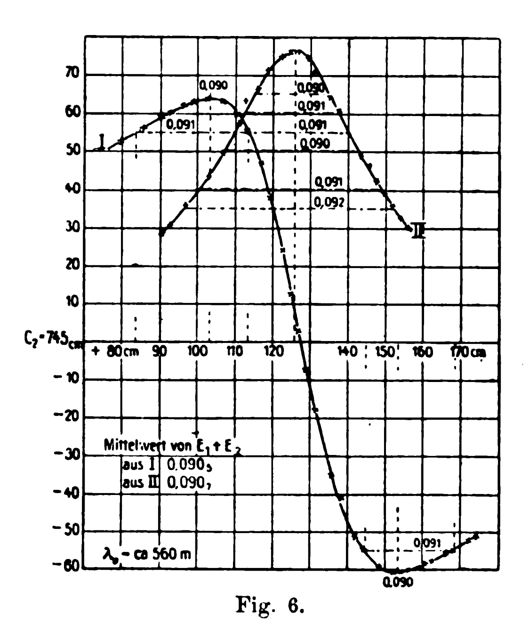


Fig. 6.

Bjerknesschen Resonanzkurve *II* geschah in bekannter Weise nach der Formel:

---

1) In den Fig. 6 und 7 ist deutlich eine Verschiebung des Nullpunktes der $\int_0^\infty i_1\,i_2\,dt$-Kurve gegenüber dem Resonanzpunkte der $\int_0^\infty i_2^2\,dt$-Kurve zu konstatieren. Nach der in unserer Arbeit l. c. S. 503 und 513 erwähnten genaueren Rechnung ist dies die Folge der Wirkung des Widerstandes des beweglichen Ringes des Dynamometers. Da die Größe dieser Verschiebung etwa 0,2 Prozent der Kapazitätswerte, also etwa 0,1 Prozent der Wellenlänge beträgt, so spielt dieser Umstand für die meisten Zwecke keine Rolle, da es ja auch auf die Bestimmung des logarithmischen Dekrementes, wie aus der Rechnung folgt, keinen Einfluß hat.

$$\varepsilon_1 + \varepsilon_2 = \pi x \sqrt{\frac{J_2}{J_{2\,\max} - J_2}}$$

wo J_2 die zu $\int_0^\infty i_2^2\, dt$ proportionale Ordinate der Kurve, welche zu der Abzisse c_2 gehört, und $x = \frac{c_{20} - c_2}{c_2}$ (c_{20} ist der Wert der Kapazität, für welchen J_2 Maximum ist) bedeutet. Diese Bestimmung ist für die Kurve *II* der Fig. 6 für sechs Werte von x, für die Kurve *II* der

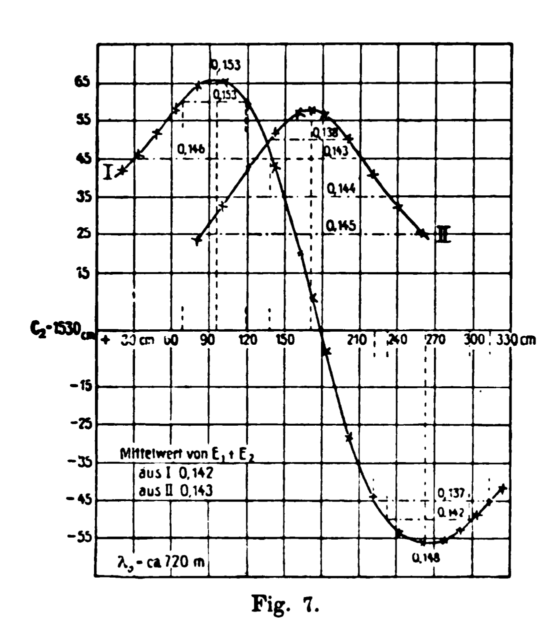


Fig. 7.

Fig. 7 für vier Werte gemacht und die sich für $\varepsilon_1 + \varepsilon_2$ ergebenden Werte jedesmal, wie üblich, an den entsprechenden Stellen der Kurven eingetragen.

Die Berechnung der Summe $\varepsilon_1 + \varepsilon_2$ aus der $\int_0^\infty i\, i_2\, dt$-Kurve (Kurven *I* der Fig. 6 und 7) geschah entsprechend der entwickelten Theorie aus der Lage der beiden Extremwerte gegenüber dem Nullpunkt nach der Formel:

$$\varepsilon_1 + \varepsilon_2 = \pm \pi x$$

wo

$$x = \frac{c_{20} - c_2}{x}$$

ist, und c_{20} der Wert der Kapazität, für welchen $\int_0^\infty i_1 i_2 dt$ Null ist. Außerdem wurden für jede Kurve die Summe $\varepsilon_1 + \varepsilon_2$ auch nach der Formel:

$$\varepsilon_1 + \varepsilon_2 = \pi \sqrt{\frac{c_{20} - c_2'}{c_2'} \cdot \frac{c_{20} - c_2''}{c_2''}}$$

ermittelt, wo c_2' und c_2'' diejenigen Werte der Kapazität sind, welche den Schnittpunkten irgend einer zu der Abzissenachse parallelen Graden mit der $\int_0^\infty i_1 i_2 dt$-Kurve entsprechen. Die so ermittelten Werte für $\varepsilon_1 + \varepsilon_2$ (vier für die Kurve *II* der Fig. 6, sechs für die Kurve *I* der Fig. 7) sind an den entsprechenden Stellen der Kurven *I* eingetragen.

Betrachten wir nun zunächst die Kurven für die Stoßerregung, so sehen wir, daß die Einzelwerte der $\varepsilon_1 + \varepsilon_2$ sowohl der Kurve *I*, wie auch der Kurve *II* nur sehr wenig voneinander abweichen. Die Übereinstimmung der Mittelwerte: $\varepsilon_1 + \varepsilon_2 = 0{,}0907$ für die Kurve *II* $\varepsilon_1 + \varepsilon_2 = 0{,}0905$ für die Kurve *I* ist eine vollkommen genügende.

Wenden wir uns zu den Kurven für die Funkenerregung, so sehen wir, daß zwar auch hier die beiden Methoden ungefähr gleiche „mittlere“ Dämpfungen ($\varepsilon_1 + \varepsilon_2 = 0{,}142$ aus *I* und $\varepsilon_1 + \varepsilon_2 = 0{,}143$ aus *II*) ergeben, daß aber die Übereinstimmung der Einzelwerte sowohl der Kurve *I* ($\varepsilon_1 + \varepsilon_2$ zwischen 0,137 und 0,153) wie auch der Kurve *II* ($\varepsilon_1 + \varepsilon_2$ zwischen 0,138 und 0,145) unter sich eine schlechtere ist, als bei der Stoßerregung. Die Funkenstrecke scheint auch auf die $\int_0^\infty i_1 i_2 dt$-Kurve eine deformierende Wirkung auszuüben, ähnlich wie es bei der Bjerknesschen Resonanzkurve seit langem bekannt ist.

Resultate.

Wir fassen nochmals kurz die Resultate der Arbeit zusammen:

I. Es wurde eine Methode beschrieben zur Untersuchung von Kondensatorkreisen bezüglich Schwingungszahl und Dämpfung, welche einen mit dem zu untersuchenden System lose gekoppelten variablen Kondensatorkreis benutzt und die gesuchten Parameter (Schwingungs-

zahl und logarithmisches Dekrement) aus den Eigenschaften der $\int_0^\infty i_1\, i_2\, d\, t$-Kurve ermittelt.

II. Es wurde die allgemeine, für beliebige Koppelung gültige Theorie der $\int_0^\infty i_1\, i_2\, d\, t$-Kurve entwickelt und gezeigt, wie man aus der Lage des Nullwertes dieses Integrals — die Schwingungszahl aus der Lage der Extremwerte — die Summe der logarithmischen Dekremente bestimmen kann. Die Vorteile dieser Methode sehen wir in der sehr großen Schärfe der Frequenzbestimmung und in der Entbehrlichkeit der Messung der Ausschläge bei der Bestimmung der logarithmischen Dekremente.

III. Es wurde ein „Kurzschlußring"-Dynamometer beschrieben, welches $\int_0^\infty i_1\, i_2\, d\, t$ zu messen gestattet und seine Theorie entwickelt. Dabei wurde ein Konstruktionsprinzip in Anwendung gebracht, welches eine sehr weitgehende Unabhängigkeit der Ausschläge von der Amplitude der zu messenden Größe und somit von dem unregelmäßigen Gang des Unterbrechers zu erzielen erlaubt (S. 612).

IV. Es wurde die Brauchbarkeit sowohl der Methode wie des Dynamometers durch vergleichende Versuche erwiesen.

(Eingesandt 20. Februar 1911.)

Die geographische Längenbestimmung mittels drahtloser Telegraphie.

(La détermination des longitudes par télégraphie sans fil.)

Von **C. Tissot.**[1])

Ich habe bereits Gelegenheit gehabt, in diesem Jahrbuch[2]) auf die Versuche hinzuweisen, die ich im Dezember 1907 zwischen Paris und Brest über die Übermittelung eines Zeitsignales seitens der Station für drahtlose Telegraphie auf dem Eiffelturm angestellt habe.

1) Vgl. auch den folgenden Aufsatz von Jégon, ferner La Lum. Él. **32** (Tome XII), 368, 887, 1910, Capitaine Brenot. Die Redaktion.

2) Jahrbuch **2**, 443, 1909.



Infolge dieser Untersuchungen hatte ich die Ehre, das Bureau des Longitudes für einen Vorschlag zu gewinnen, der auf die Einrichtung eines täglichen Zeitsignaldienstes auf dem Eiffelturm abzielte. Nachdem das Bureau des Longitudes für den Vorschlag gewonnen worden war, übertrug es einem seiner Mitglieder, Herrn Kommandanten Guyou, mit dessen Studium. Herr Guyou wies nach, daß die sofortige Verwirklichung möglich sei. Nachdem erst die erforderlichen Mittel gewährt worden waren, ging man mit Unterstützung des Pariser Observatoriums für den astronomischen Teil und des radiotelegraphischen Dienstes auf dem Eiffelturm für den radiotelegraphischen Teil an die Einrichtung eines täglichen Signaldienstes. Dieser Dienst arbeitet seit dem 23. Mai 1910 regelmäßig.

Das Signal besteht in einer kurzen Emission, die zweimal täglich, um 11 Uhr vormittags und um Mitternacht mittlerer Pariser Zeit, ausgesandt wird. Jedes Zeitsignal wird dreimal wiederholt, und zwar das Signal von 11^h a. m. um $11^h\ 0^m\ 0^s$, um $11^h\ 02^m\ 0^s$ und um $11^h\ 04^m\ 0^s$, das Signal von Mitternacht um $0^h\ 0^m\ 0^s$, um $0^h\ 02^m\ 0^s$ und um $0^h\ 04^m\ 0^s$. Jedem dieser Signale geht überdies ein abweichendes Ankündigungssignal voraus, so daß jegliche Verwechselung unmöglich gemacht ist.

Um auf der Eiffelturmstation das kurze Zeichen abzusenden, das der Abgabe des Zeitsignales entspricht, muß man einen Strom von ungefähr 50 Ampère mittels eines durch ein Relais betätigten Tasters selbsttätig schließen und darauf wieder unterbrechen. Die Anordnung, die Herr Ferrié vorgeschlagen hat, löst diese Frage in einfacher Weise. Sie besteht darin, einen Quecksilberturbinenunterbrecher zu einem Stromschlüssel umzugestalten.

Eine kleine Turbine schickt Quecksilber unter Druck in ein Verbindungsrohr, das sich um eine horizontale Achse O drehen kann (Fig. 1). Unter der Gegenwirkung der Feder R wird dieses Rohr in normalen Zeiten nach unten gerichtet, und das Quecksilber trifft den feststehenden Teil N der Turbine. Sendet man nun einen Strom in die Spule E, indem man in K einen Hilfsstrom schließt, so wird ein schwimmender Kern angezogen und läßt das Rohr umkippen. Der Quecksilberstrahl trifft nun den amalgamierten Kupferkranz A, der auf der Achse der Turbine befestigt ist und von dieser bei der Bewegung mitgenommen wird. Der Hauptstromkreis ist nunmehr durch den Quecksilberstrahl geschlossen. Wenn man den Schlüssel K öffnet, so fällt der Kern wieder zurück, und der Strom ist unterbrochen. Da sich eines der Kontaktstücke mit großer Geschwindigkeit bewegt,

so erfolgt die Unterbrechung ohne Bogenbildung. Damit übrigens diese Unterbrechung schneller erfolgt, ist der Behälter, wie bei einem gewöhnlichen Turbinenunterbrecher mit einer dielektrischen Flüssigkeit — Petroleum oder Alkohol — gefüllt.

Für den Empfang der Zeitsignale braucht man offenbar nur irgendeinen Empfänger zu benutzen, und die Schiffe, welche eine vollständige radiotelegraphische Einrichtung besitzen, sind in der Lage, sie ohne weiteres zu benutzen. Immerhin sind es nicht so sehr die Schiffe dieser Art, die Kriegsschiffe oder die großen Dampfer, denen die Zeitsignale dienen sollen, als vielmehr die zahllosen Handelsschiffe, die sich nicht den Luxus kostspieliger Einrichtungen leisten können.

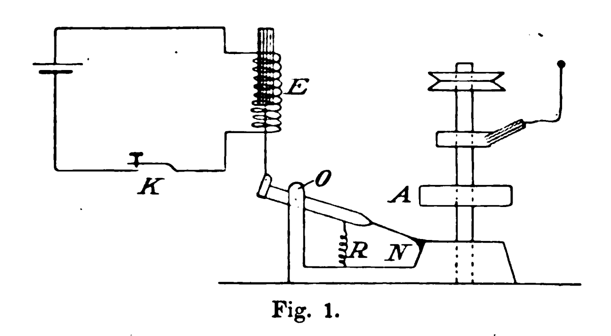


Fig. 1.

Aus diesen Erwägungen heraus haben wir ein Modell eines radiotelegraphischen Empfängers studiert, der einfach genug in der Handhabung ist, um jedem beliebigen Küstenschiff anvertraut zu werden, dabei so mäßig im Preise, daß er mit Nutzen den Kauf eines kostspieligen Chronometers ersetzen kann. Der Apparat besteht im wesentlichen aus einem empfindlichen Detektor für elektrische Schwingungen, der mit einer Abstimmungsvorrichtung versehen ist, die gestattet, ihn ohne weiteres mit irgendeiner Antenne und einem Chronographen zusammen zur Zeitvergleichung zu verwenden. Da es sich hier nicht darum handelt, eine ganze Skala von Wellen verschiedener Länge aufzufangen, sondern um Wellen vollkommen bestimmter und immer gleicher Länge — wir haben im Prinzip angenommen, daß es sich um die Wellen handelt, die vom Eiffelturm (der das in Rede stehende Zeitsignal gibt) ausgesandt werden —, so kann man die Abstimmungseinrichtung erheblich vereinfachen (siehe Fig. 2).

Sie besteht aus einem Resonator, dessen Sekundäre feststeht und mit einem gleichfalls unveränderlichen Kondensator C (Fig. 3) einen

Resonanzkreis bildet, der ein für allemal eine Schwingungsperiode gleich jener der vom Eiffelturm ausgesandten Wellen erhalten hat. Die Primäre des Resonators wird von den Windungen des Solenoids gebildet, die zwischen der Erde und dem Gleitkontakt *A* liegen. Die Koppelung, die direkt und induktiv ist, konnte ziemlich eng gewählt werden; die Einrichtung eines regelmäßigen Zeitsignaldienstes setzt offenbar voraus, daß zwischen den verschiedenen Stationen, die ihn stören könnten, ein Einvernehmen besteht[1]). Übrigens gestattet die

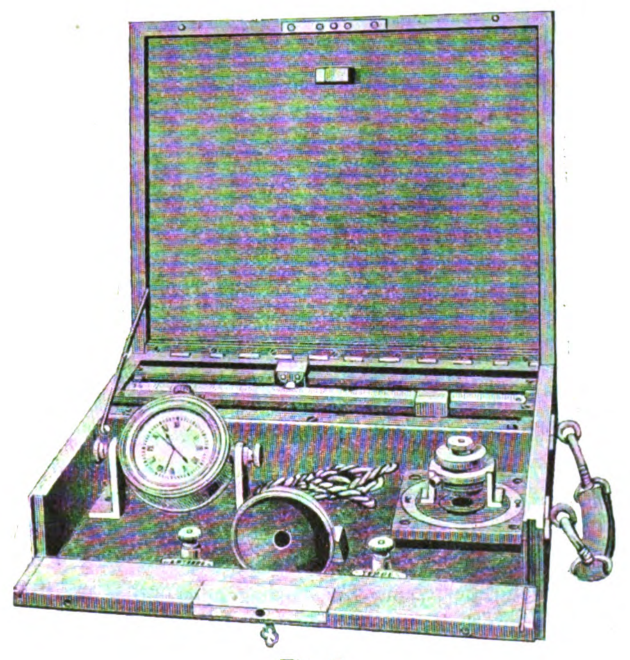


Fig. 2.

gewählte Anordnung eine ausreichende Ausschaltung störender Signale. Da die Wellenlänge des Sekundärkreises a priori einen bestimmten Wert erhalten hat, so enthält der Apparat als Regulierungsorgan nur einen einzigen beweglichen Läufer, der die Primäre auf die Antenne abzustimmen gestattet.

---

1) Siehe hierzu den Aufruf zur Bildung einer internationalen Kommission (Proposition pour l'organisation d'un comité international. — Proposition for the foundation of an international committee), Jahrb. 2, Heft 5, 144 ff., 1909.

Was den benutzten Detektor angeht, so ist es ein solcher mit festen Kontakten (aus Chalkosin). Die Anwendung eines derartigen Detektors bringt eine große Vereinfachung für die Montierung mit sich, da jede Hilfsstromquelle in Fortfall kommt. Der Apparat kann natürlich mit irgendeinem Chronometer zusammen benutzt werden, aber es ist wie schon gesagt klar, daß er nur dann Interesse bietet, wenn er den Kauf eines Chronometers zu ersetzen gestattet. Da die radiotelegraphischen Zeitsignale des Eiffelturmes alle 12 Stunden

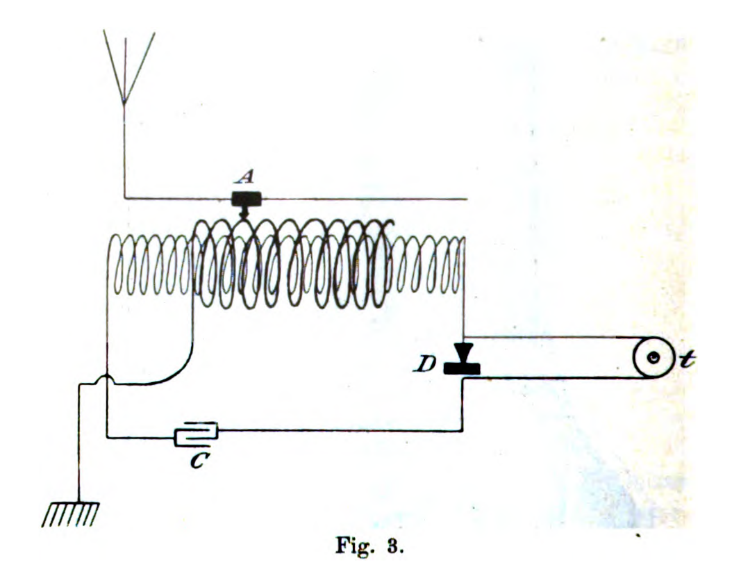


Fig. 3.

die Zeit des Anfangsmeridianes (im vorliegenden Falle die Pariser Zeit) mit Genauigkeit zu erhalten gestatten, braucht ein mit einem Empfänger ausgerüstetes Schiff nur eine gute Uhr, um mit aller Sicherheit landen zu können. Das ist die Rolle des mit dem Apparate verbundenen Chronographen; er erleichtert die Beobachtung bei den Vergleichungen und kann als tägliche Schiffsuhr benutzt werden.

Genaue Bestimmung der Längenunterschiede.

Wenn die Beobachtung eines einzigen Morsepunktes genügt, um ein für die Lösung des Längenproblemes auf See geeignetes Zeitsignal zu geben, so liegt es auf der Hand, daß das Verfahren offenbar unzulänglich ist, um mit der für die Geographie oder die

Geodäsie erforderlichen Annäherung den Längenunterschied zweier Stationen anzugeben.

Es handelt sich nämlich hier nicht mehr darum, die Zeit des Nullmeridianes mit einer Annäherung von einigen Zehntelsekunden zu kennen, sondern mit einer Annäherung von einigen Hundertstelsekunden.

Auch hier hat wieder die Telegraphie ohne Draht eine sehr elegante Lösung geliefert, und zwar hat man das gewünschte Ergebnis dadurch erhalten, daß man an dem Sendeverfahren für die Zeitsignale eine geringe Veränderung vorgenommen hat. Diese Veränderung bestand darin, daß man an die Stelle einer einzigen Emission eine Reihe periodischer Emissionen treten ließ, die von einem Pendel betätigt werden, so daß man die Koinzidenzenmethode anwenden kann[1]). Das Pendel, welches unter Vermittelung eines Relais die Emissionen betätigt, ist ein Lippmannsches Pendel mit elektromagnetischem Antrieb, das der Astronom am Observatorium des Bureau des Longitudes, Herr Claude, dem beabsichtigten Zwecke in geistreicher Weise angepaßt hat.

Die Anordnung zur Betätigung des Relais besteht im wesentlichen aus zwei Kreisen, a und b (siehe Fig. 4), aus Silberdraht. Diese sind an zwei Haltern, m bzw. n, befestigt und in den Stromkreis eingeschaltet, der die Batterie P und das Relais R enthält. Ein kleines Metallstück K (aus Silber), wird von dem Pendel getragen und schließt den Strom in dem Augenblick, wo das Pendel durch die Vertikale geht. Der Kontakt erfolgt während einer genügenden Zeit, um das Arbeiten des Relais R sicher zu gewährleisten. Andererseits bilden die Silberdrahtkreise a und b äußerst weiche Federn, deren Elastizität keinerlei Störung in der Bewegung des Pendels herbeiführt. (In der Figur ist das Pendel in geneigter Lage dargestellt.)

Bei jedem Pendelschlage wird das Relais betätigt und schließt den Strom durch den Turbinenschalter, so daß, wenn der Apparat richtig reguliert ist, ein und nur ein Funke entsteht. Den aufeinanderfolgenden Schlägen des Pendels entspricht somit eine Reihe periodischer Funken, die sich im Telephon eines radiotelegraphischen Empfängers

1) Herr Albrecht hat bereits im Jahre 1905 dargetan, daß die Telegraphie ohne Draht in der Geodäsie die gewöhnliche Telegraphie für den Signaldienst ersetzen kann. In den vorliegenden Versuchen ist das chronographische Verfahren, dessen sich der genannte Gelehrte bedient hat, durch die Koinzidenzenmethode ersetzt worden.



durch kurze Töne zu erkennen geben, welche mit demselben Rhythmus aufeinanderfolgen.

Nunmehr ist es leicht, zwei Pendel miteinander zu vergleichen, die an zwei beliebigen Stationen, A und B, aufgestellt sind, wenn man sich zur Vermittelung des Pendels der dritten Station C bedient. Um die Koinzidenzenmethode richtig anwenden zu können, reguliert man die Länge des Pendels an der Station C so, daß die Dauer einer

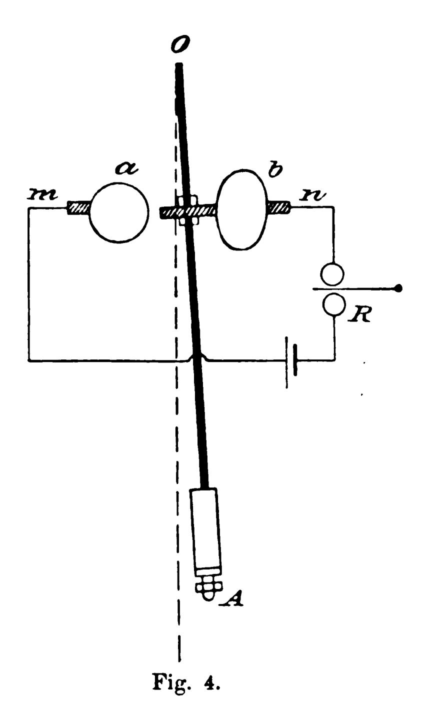


Fig. 4.

Halbschwingung ein wenig größer wird als die Schlagzeit der zu vergleichenden Instrumente.

Aus der Beobachtung der an den beiden Stationen erhaltenen Koinzidenzen leitet man unschwer genau die Zeit ab, die eines der Pendel bezogen auf das andere angibt. Ein sehr einfacher Kunstgriff gestattet, den Anfang der Schläge zu signalisieren: dieser Kunstgriff besteht darin, einen Augenblick lang den von dem Pendel betätigten Relaiskreis zu unterbrechen, und zwar in Zwischenräumen, die jedesmal um dieselbe Anzahl von Schlägen, beispielsweise um je zehn Schläge, kleiner werden.

Dank der Initiative des Bureau des Longitudes und der Beihilfe des damaligen Leiters des Observatoriums von Montsouris, des Herrn Kommandanten Guyou, welcher der Studienkommission die nötigen Mittel zur Verfügung stellte, konnte die Methode experimentell geprüft und für die Bestimmung des Längenunterschiedes zwischen Paris und Brest benutzt werden. Im Januar 1910 ausgeführte Vorversuche über die Einstellung und die Eichung der Anordnung zur Emission der Schläge hatten die Aufstellung der nachstehenden Sätze gestattet:

1. Der Fehler bei einer Koinzidenz überschreitet nicht den Betrag eines Pendelschlages.
2. In der Verzögerung des Funkens gegen den Durchgang des Pendels durch die Vertikale findet keine merkliche Änderung statt.
3. Die Methode führt keine persönliche Gleichung ein.

Die gegenwärtigen Versuche sind dadurch verzögert worden, daß die Station für drahtlose Telegraphie auf dem Eiffelturm infolge der Überschwemmung außer Betrieb gesetzt worden war. Sie konnten daher erst im Juli 1910 ausgeführt werden.

Da die Station C, auf der das Pendel aufgestellt war, der Eiffelturm war, waren als die beiden Stationen A und B das Observatorium Montsouris in Paris und die Station für drahtlose Telegraphie von Parc-au-duc zu Brest gewählt worden.

Die Vergleichungsbeobachtungen wurden zu Montsouris von den Herren Claude und Driencourt, in Brest von den Herren Perret und Tissot vorgenommen. Zur Ausführung der radiotelegraphischen Vergleichungen diente ein mikrophonisches Verfahren, das vollkommen analog jenem war, welches das Observatorium des Bureau des Longitudes in den Jahren 1905 und 1906 zur Längenbestimmung mittels des Telephons angewandt hatte. Es besteht darin, daß man in einem und demselben telephonischen Empfänger die Schläge der beiden Instrumente — Pendel oder Chronometer —, die man vergleichen will, sich übereinander lagern läßt, indem man das Geräusch ihrer Schläge unmittelbar mit Hilfe eines in das Gehäuse des Instrumentes eingeführten Mikrophones überträgt.

Im vorliegenden Falle werden die Pendelschläge durch Telegraphie ohne Draht übermittelt und unmittelbar akustisch aufgenommen; infolgedessen enthält die Anordnung nur ein einziges Mikrophon, nämlich das des Stationschronometers.

Fig. 5 zeigt die Anordnung der Mikrophonstation, die im Parc-

au-duc zu Brest zur Aufnahme der Schläge und zur Beobachtung der Koinzidenzen aufgestellt ist. Das Mikrophon des Stationschronometers ist bei *M* in einen Stromkreis eingeschaltet, der die Primäre *S* eines Induktors mit passenden Konstanten enthält; die Sekundäre *S'* dieses Induktors liegt im Nebenschluß zum Telephon des Empfängers für drahtlose Telegraphie. Dieser Empfänger war im vorliegenden Falle der vereinfachte Empfänger für Zeitsignale, von dem weiter oben die Rede gewesen ist. In den Primärkreis bei *r* und in den Sekundärkreis bei *r'* sind regulierbare Widerstände eingeschaltet, damit man die Intensität der Schläge, die durch das Mikrophon des Stationschrono-

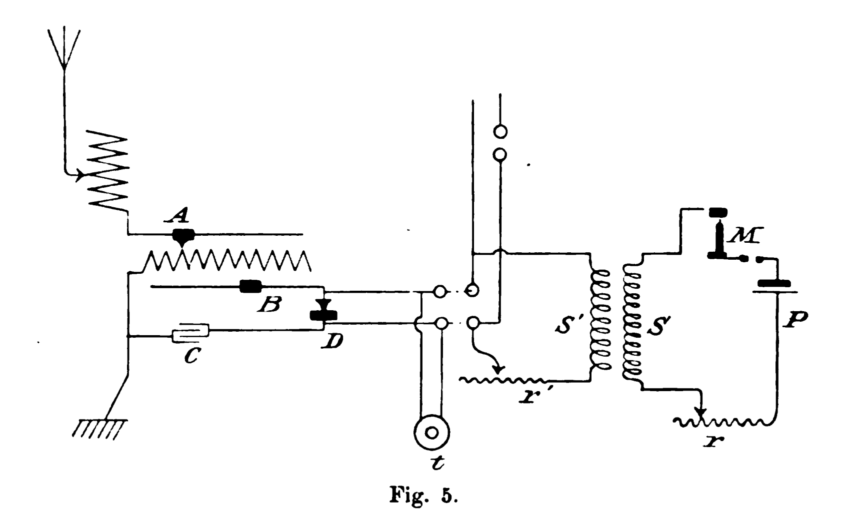


Fig. 5.

meters einerseits und durch die drahtlose Telegraphie andererseits übermittelt werden, gegeneinander abgleichen kann.

Der Zweck der Versuche bestand nämlich nicht sowohl darin, den Wert eines Längenunterschiedes zu bestimmen, der bereits zur Genüge bekannt war, als vielmehr darin, die radiotelegraphische Methode zu kontrollieren. Dies geschah in der Weise, daß zwei Chronometer (von denen der eine mittlere Zeit, der andere Sternzeit angab), von denen der eine in Paris, der andere in Brest aufgestellt war, miteinander verglichen wurden, und zwar einerseits durch das Telephon (unter Benutzung der Telephonlinie zwischen Brest und Paris), andererseits durch Vermittelung der durch drahtlose Telegraphie übertragenen Schläge des Pendels auf dem Eiffelturm. Vor und nach den Ver-

gleichungen auf radiotelegraphischem Wege erfolgten direkte telephonische Vergleichungen, aus denen man dann durch Interpolation die telephonische Vergleichung für den Zeitpunkt der radiotelegraphischen erhalten konnte. Die telephonischen Vergleichungen wurden übrigens jedesmal in beiden Richtungen ausgeführt.

Die radiotelegraphischen Vergleichungen werden mittels vier Reihen von 180 Schlägen angestellt, die bei jedem 60., 110. und 150. Schlage unterbrochen werden, damit man Einstellmarken erhält, wie dies weiter oben auseinandergesetzt worden ist.

Die gewonnenen Ergebnisse zeigen vor allen Dingen, daß die Zeitunterschiede für die Unterbrechungen der Pendelschläge, die die beiden Beobachter einer und derselben Station erhalten haben, wahllos positiv und negativ sind. Die Methode enthält sonach keine persönliche Gleichung.

Die Diskussion der Ergebnisse und die Prüfung des Ganges der benutzten Chronometer gestatten, die Behauptung aufzustellen, daß zwischen den beiden Arten der Vergleichung, der teleponischen und der radiotelegraphischen nur eine Abweichung von weniger als $0{,}01^s$ besteht.

Die Telegraphie ohne Draht liefert also ein bequemes und genaues Verfahren zur Bestimmung geographischer Längenunterschiede, ein Verfahren, das um so interessanter ist, da man es verwenden kann, um gleichzeitig an einer beliebigen Anzahl verschiedener Stationspaare zu arbeiten.

Brest, den 20. Dezember 1910.

(Nach dem Manuskript aus dem Französischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingesandt 25. Dezember 1910.)



Hertzsche Signale zur Zeitbestimmung und zur Messung von geographischen Längenunterschieden.

(Signaux Hertziens pour la détermination de l'heure et la mesure des différences de longitude.)

Von **Paul Jégou.**

Zwei neue und bedeutungsvolle Anwendungen haben die Hertzschen Wellen im Laufe des letzten Jahres gefunden. Allerdings ist das Prinzip dieser Methoden nicht durchaus neu. Die Lösung dieser Probleme ist nämlich fast ganz und gar schon in der Erfindung der drahtlosen Telegraphie enthalten. Damit indessen diese Anwendungen ein reales Interesse gewinnen konnten, mußte zuvor die Technik der drahtlosen Telegraphie genügend weit vorgeschritten sein, daß einerseits die Herstellung der radiotelegraphischen Stationen mit sehr großer Leistungsfähigkeit möglich geworden ist, die imstande sind, ihren Wirkungskreis über ein Gebiet von mehreren Tausend Kilometern Radius zu erstrecken, und die dabei mit vollkommener Sicherheit arbeiten; und daß andererseits der Empfänger für drahtlose Telegraphie neben seiner außerordentlichen Empfindlichkeit hinreichend einfach, haltbar und regelmäßig geworden ist, um leicht transportabel und wenig kostpielig zu sein.

Das allgemeine Prinzip der beiden Anwendungen.

Die beiden Anwendungen setzen nämlich eine Station von hoher Leistungsfähigkeit (Regulator) voraus. Diese soll mit absoluter Regelmäßigkeit in genau bestimmten oder periodisch wiederkehrenden Augenblicken kurze Signale aussenden, und die Wahrnehmung dieser Signale in großer Entfernung soll die Möglichkeit geben, sie dank ihrer momentanen und gleichzeitigen Ankunft an vielen Orten entweder zur Bestimmung der Zeit des Ortes zu benutzen, an dem die Sendestation eingerichtet ist — wenn man dahin übereingekommen ist, daß das empfangene Zeichen von einer astronomisch regulierten Uhr ausgesandt und ausgelöst worden ist —; oder aber um den Zeitunterschied zwischen zwei Stationen zu messen, die gleichzeitig die regelmäßigen und rhythmischen Zeichen empfangen, welche durch die Schläge eines an der Sendestation aufgestellten Pendels ausgelöst werden; im letzteren Falle werden dann diese Zeichen auf jeder der beiden Sta-

tionen mit den regelmäßigen und rhythmischen Schlägen ihrer eigenen Pendel verglichen, deren Schwingungsperioden leicht von denen der Sendestation abweichen; die genaue Beobachtung der Momente, in denen die Schläge koinzidieren, gestattet dann, genau die Beschleunigung oder die Verzögerung des einen Pendels gegen das andere in einem gegebenen Augenblick zu bestimmen, und folglich die genaue Zeit der einen Station aus der auf der anderen Station beobachteten Zeit abzulesen und umgekehrt.

Man kann diese beiden Anwendungen sehr wohl als die Lösung eines und desselben Problemes auffassen, nämlich des Problemes der Zeitbestimmung an Orten, die von der Beobachtungsstation entfernt liegen. Diese beiden Methoden haben nur wegen der Genauigkeit Interesse, die sie bei den Messungen zu erreichen gestatten.

Die erste Methode besteht einfach in der Übersendung von Zeitsignalen, die in zuvor verabredeten Augenblicken abgesandt werden, und ist eine direkte Methode. Sie gestattet die Bestimmung der Zeit mit einer Genauigkeit von $^1/_2$ Sekunde.

Diese Genauigkeit genügt, um die Methode für nützliche Anwendungen geeignet zu machen. Die wichtigste dieser Anwendungen ist sicherlich die, welche sie in der Schiffahrt gefunden hat. Dort bedarf man zur Ortsbestimmung in jedem Augenblick der genauen Kenntnis der richtigen Zeit des Grundmeridians. Ein Fehler von einer Sekunde hat nämlich einen Fehler von ungefähr 500 m in der Stellung des Schiffes auf dem Meere zur Folge. Es scheint aber, daß auch die Präzisionsuhrmacherkunst daraus Nutzen zu ziehen hat, denn das Interesse an der Kenntnis der genauen Zeit wird uns durch die kostspieligen Einrichtungen vor Augen geführt, die man unverzüglich an den Hauptsitzen der Uhrenindustrie (in Frankreich Besançon und Montsouris, in der Schweiz Neuchatel) getroffen hat.

Die zweite Methode ist die sogenannte Methode der „telephonischen Koinzidenzen". Sie besteht in der Übersendung von Pendelsignalen, die dazu dienen, den Gang der lokalen Pendel zu vergleichen. Diese Methode vermag die Zeit mit einer Genauigkeit von $^1/_{100}$ Sekunde zu geben.

Diese vorwiegend wissenschaftliche Methode ist ganz besonders angezeigt bei geographischen Messungen zur Bestimmung der Längenunterschiede zwischen verschiedenen Orten des Erdballes. Dieser Fehler von $^1/_{100}$ Sekunde kann nur einen Fehler von 5 m bei der so bestimmten Längenabweichung ausmachen.

Da die Station für drahtlose Telegraphie auf dem Eiffelturm für

die Lösung dieser beiden Probleme nutzbar gemacht worden ist, so verdanken wir die wichtigsten Aufschlüsse über die benutzten Einrichtungen einer eingehenden Arbeit, die Herr Hauptmann Brenot, der dem Dienste für drahtlose Telegraphie im Heere — dem die Station auf dem Eiffelturm untersteht — zugeteilt ist, kürzlich veröffentlich hat.[1])

Zeitsignale.

Zeitbestimmung.

Organisation des Zeitdienstes.

Man hat die Verabredung getroffen, daß täglich um Mitternacht und um 11 Uhr vormittags ein dreifaches kurzes Hertzsches Signal abgesandt werden soll. Dieses Signal soll elektrisch von einer der beiden sehr genauen Präzisionsuhren gegeben werden, die Herr L. Leroy besonders untersucht hat, und die im Pariser Observatorium aufgestellt sind, das täglich mit der größten Sorgfalt ihren Gang kontrolliert.

Dieses Signal ist ein dreifaches und wird dreimal in verschiedenen Wiederholungen wiedergegeben, um jede Sicherheit in der Einstellung der Chronometer zu gewährleisten. Man ist dahin übereingekommen, dieses dreifache kurze Signal genau zur vollen Stunde (Mitternacht und 11 Uhr vormittags), $2^m 0^s$ nach der vollen Stunde und $4^m 0^s$ nach der vollen Stunde abzusenden.

Um jedes dieser Signale deutlich zu unterscheiden, läßt man ihnen vereinbarte Vorsignale vorausgehen, und zwar während der Minute vor der vollen Stunde eine Reihe von Strichen (— — — —), während der Minute vor $2^m 0^s$ nach der vollen Stunde eine Reihe von je einem Strich mit zwei darauffolgenden Punkten (—..—..—..—..) und während der Minute vor $4^m 0^s$ nach der vollen Stunde eine Reihe von je einem Strich mit vier darauffolgenden Punkten (—....—....—....—....).

Anordnung zur Signalabgabe.

Eine doppelte unterirdische Leitung verbindet den Eiffelturm mit dem Observatorium. Diese beiden Leitungen können offenbar in der Übermittelung der Auslösungsströme, die das Observatorium schickt, einander abwechseln. In normalen Zeiten aber wird die eine von ihnen für den eigentlichen Zeitdienst benutzt, während die andere als telephonische Verbindung für die Bedürfnisse des Dienstes benutzt wird.

---

1) La Lum. El., 17. u. 24. Dez. 1910.

Das Pendel ist mit einer Gleitkontaktvorrichtung versehen. Diese gewährleistet während einer nur ganz kurzen Zeit den Schluß des Stromkreises einer schwachen Stationsbatterie durch ein im Sendersaal des Turmes aufgestelltes Relais. Dieses Relais löst einen stärkeren Strom aus, der dann seinerseits den Senderunterbrecher betätigt und somit bewirkt, daß die Station mit ihrer vollen Energie arbeitet (siehe das Schema, Fig. 1).

Diese ganze Komplikation durch das Relais bringt offenbar infolge ihrer Trägheit eine Verzögerung zwischen dem genauen Moment des Uhrkontaktes und dem Augenblick mit sich, wo der Funken am

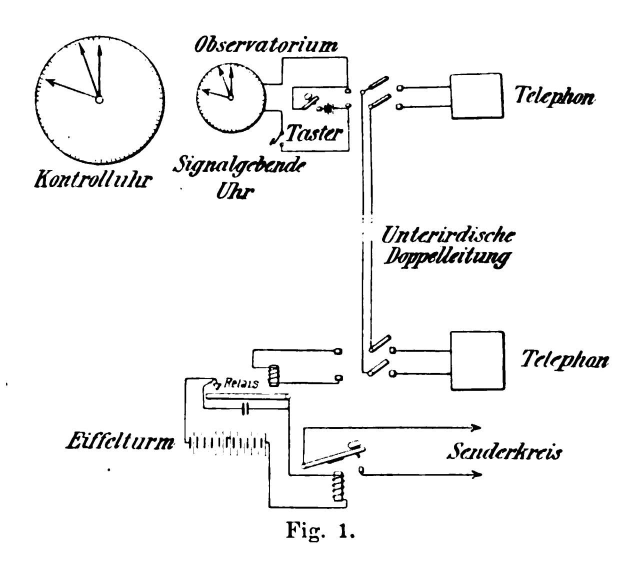


Fig. 1.

Fuße der Antenne überspringt. Es ist aber leicht, diese Verzögerung ein für allemal dadurch zu berücksichtigen, daß man den Astronomen mit einem Wellenempfänger ausrüstet, mit dessen Hilfe er den ausgesandten Hertzschen Signalpunkt wahrnimmt, und daß er dann die Kontaktstelle an der Uhr so verändert, daß der Kontakt einen Augenblick vor der vollen Stunde erfolgt, gerade so viel, wie genügt, damit das Signal mit dem Schlage der Uhr zusammenfällt, welche die Zeit angibt.

Ich brauche nicht zu erwähnen, daß man auch die Zeitsignale automatisch senden könnte; aber diese Komplikation erschien nicht zweckmäßig, da beständig ein „drahtloser Telegraphist“ Dienst tut. Dieser ist damit betraut, die Vorsignale von Hand zu geben.

Pendelsignale.

Bestimmung von Längenunterschieden.

Bedingungen für eine genaue Anwendung der Methode der „telephonischen Koinzidenzen".

Will man sich genaue Rechenschaft von der Genauigkeit geben, die man mit der Methode der Koinzidenzen erreichen kann, so ist es nicht ohne Nutzen, das weiter oben erwähnte allgemeine Prinzip strenger zu fassen.

Wir wollen uns zwei Stationen, A und B, denken, von denen jede mit einem Empfänger für Hertzsche Wellen ausgestattet sein soll, sowie mit einem Pendel, das genau Sekunden schlägt. Wir wollen weiter annehmen, der Eiffelturm sende eine Reihe Hertzscher Punktsignale in genau abgemessenen Zwischenräumen aus, die den einzelnen Schlägen des Pendels entsprechen, welches die Sendeapparate betätigt. Die Empfänger an den Stationen A und B gestatten, diese Schläge zu hören und sie mit denen der eigenen Pendel zu vergleichen. Offenbar werden diese Schläge in einem gegebenen Augenblick nicht koinzidieren, aber diese Koinzidenz kann sich nach einer gewissen Anzahl von Schlägen einstellen, wenn die Schläge des Turmpendels so gewählt werden, daß sie entweder langsamer oder schneller erfolgen als die der Stationspendel in A und in B. Verzeichnet man dann in A und in B genau den Moment der Koinzidenzen, so läßt sich leicht zeigen, wie die Stationen A und B daraus mit großer Genauigkeit den Zeitunterschied zwischen ihnen ableiten können, und zwar ohne eine Verbindung.

Nehmen wir nämlich an, die Schwingungen des Eiffelturmpendels geben eine Sekunde $+\frac{1}{100}$, während die Pendel auf den Stationen A und B genau Sekunden schlagen. Wenn in A beispielsweise um $9^h\,6^m\,28^s$ eine Koinzidenz beim 131. Schlage des Turmpendels beobachtet worden ist und in B um $11^h\,15^m\,57^s$ eine solche beim 186. Schlage, so kann die Station B daraus folgern, daß in dem Augenblick, wo sie diese Koinzidenz mit dem 186. Schlage beobachtet hat, die Zeit in A

$$9^h\,6^m\,28^s + (186 - 131)\left(1 + \left(\frac{1}{100}\right)^s\right),$$

das heißt:

$$9^h\,6^m\,28^s + 55^s + \frac{55^s}{100},$$

also:

$$9^h\,7^m\,13^s,\ 55$$

war. Umgekehrt kann die Station A auf Grund einer umgekehrten Überlegung daraus die Zeit in B in dem Augenblick ableiten, wo sie die Koinzidenz um $9^h\,6^m\,28^s$ mit dem 131. Schlage beobachtet hat.

Die Zeit in B in diesem Augenblicke wird nämlich offenbar gegeben durch die beim 186. Schlage beobachtete Zeit, vermindert um die Zeit, die erforderlich ist, damit 55 Schläge des Turmpendels erfolgen, das heißt vermindert um $55^s + \frac{55^s}{100}$, da ja jeder Schlag $1^s + \frac{1^s}{100}$ gilt.

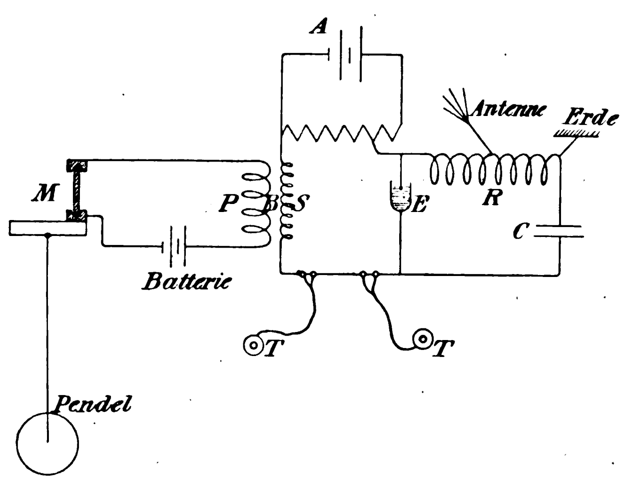


Fig. 2.

Aus diesem Zeitunterschiede zwischen den beiden Stationen, den man somit bis auf $^1/_{100}$ Sekunde genau kennt, leitet man mit derselben Genauigkeit den Längenunterschied ab.

Wie man sieht, hängt die Genauigkeit der Methode von der genauen Kenntnis des Augenblickes ab, wo diese Koinzidenz sowohl in A wie in B erfolgt. Es war daher vernünftig, daß man nach einer Anordnung suchte, die dem Beobachter gestattete, mit dem Ohre gleichzeitig und in derselben Weise die Schläge verschiedenen Ursprungs zu hören.

Die Anordnung, zu der man gegriffen hat, ist die denkbar ein-

fachste (siehe Fig. 2). Sie besteht darin, daß man neben das Stationspendel ein Mikrophon gestellt hat, so daß dieses von den Schlägen dieses Pendels beeinflußt wird. Dieses Pendel ist in den Stromkreis einer Stationsbatterie eingeschaltet, welcher die Primäre eines kleinen Induktors enthält, während die Sekundäre zwischen den Detektor und die telephonischen Empfänger des radiotelegraphischen Empfangsapparates eingeschaltet ist. Auf diese Weise hört der Beobachter, der mit einem Telephonstirnreif ausgerüstet ist, gleichzeitig die Schläge des Stationspendels und die des Eiffelturmpendels. Er ist also in der günstigsten Lage, um die Änderung der Abweichungen zwischen den Schlägen wahrzunehmen und genau den Augenblick zu verzeichnen, wo diese Schläge einander entsprechen und nur noch einen einzigen Schlag bilden.

Wie die Praxis gelehrt hat, ist die Beobachtung dank diesem Kunstgriff so genau, daß der Fehler den Betrag von einem Schlage nicht überschreitet.

Anordnung für die Signalgebung.

Ein federnd aufgehängtes Pendel P trägt zwei Silberstangen, a und b (vgl. das Schema, Fig. 3). Zwei kreisförmige Kontakte aus Silber, c_1 und c_2, sind horizontal verstellbar. Sie sind dazu bestimmt, jedesmal, wenn das Pendel durch die Horizontallage geht, mit den Stäben Kontakt zu bilden. Infolge hiervon wird einerseits der Kreis c_2 geschlossen; dieser löst das Relais aus, dem die Aufgabe zufällt, die ganze Energie für die Aussendung der Hertzschen Wellen schließen zu lassen. Andererseits wird der Kreis c_1 geschlossen; hierdurch entsteht in der Spule B_1 ein Strom, der dazu bestimmt ist, die Schwingungen des Pendels zu unterhalten, und ein anderer induzierter Strom in der Spule B_2, der dazu dient, ein Relais zu betätigen, das seinerseits einen Sekundenzähler auslösen soll. Die Versuche, welche die Herren Claude, Ferrié und Driencourt zwischen Paris (Parc Montsouris) und Brest angestellt haben, haben gezeigt, wie interessant und wie genau die Methode ist.

Organisation der Messungen.

In der Praxis war es notwendig, die Beobachter gleichzeitig genau auf den Augenblick festzulegen, von dem an sie die Schläge bis zur beobachteten Koinzidenz zählen sollen. Zu diesem Zweck hat man zu einem sehr einfachen Kunstgriff seine Zuflucht genommen. Dieser Kunstgriff besteht einfach darin, daß man einen Unterbrecher für Hertzsche Wellen öffnet, so daß einer der Schläge nicht zustande

kommen kann. Die Beobachter werden dann dieser in der Übersendung der in regelmäßigen Abständen erfolgenden Signale auftretenden Unregelmäßigkeit gewahr und beginnen von diesem Augenblick an die Schläge bis zum Augenblick der ersten Koinzidenz zu zählen. Wenn die Anzahl der Schläge groß wird, könnte sich der Beobachter zuweilen verzählen. Damit er sich wieder zurechtfinden kann, hat man es für

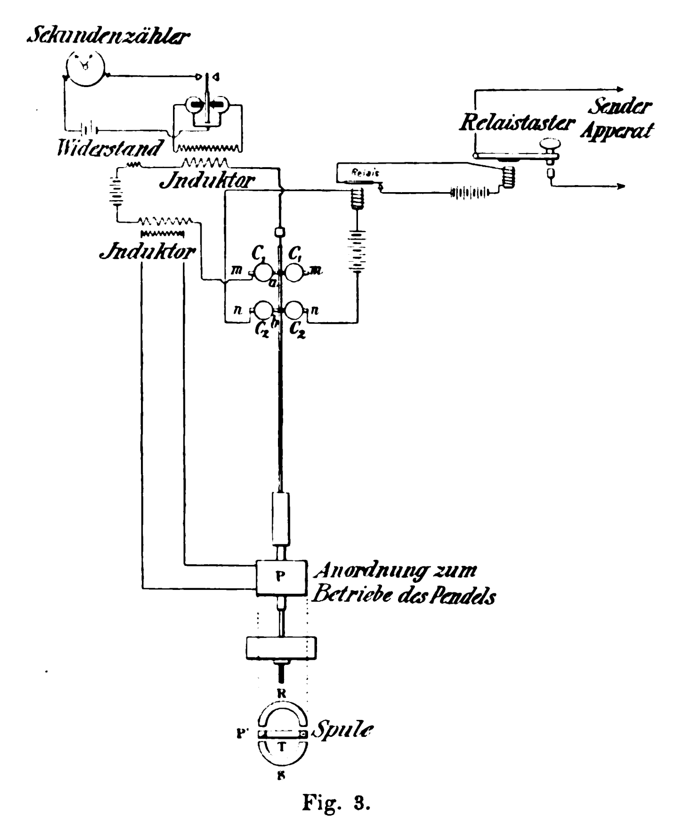


Fig. 3.

zweckmäßig erachtet, zu vereinbaren, daß in derselben Weise der 60. Schlag unterdrückt wird, der Beobachter also von diesem Augenblick an zu zählen hat: 61, 62 usf. Man wiederholt dieses Verfahren beim Signal 120 + 10, also beim 130. Schlage usw. Hierdurch wird jede wünschenswerte Sicherheit bei der Ausführung der Messung gewährleistet. (Nach dem Manuskript aus dem Französischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingesandt 15. Februar 1911.)

Leitvermögen des Oberflächenwassers der Nordsee.

Von **Hans Schmidt.**

Im folgenden sind die Ergebnisse einer Reihe von Messungen des elektrischen Leitvermögens von Meerwasser zusammengestellt, welche im August 1910 in Wyk auf der Nordseeinsel Föhr ausgeführt wurden.

Zu diesen Messungen diente die übliche, von F. Kohlrausch angegebene Brückenmethode mit Anwendung von Wechselstrom und Telephon. Die Wasserprobe wurde in ein mit platinierten Platinelektroden versehenes Widerstandsgefäß von der bekannten Form gebracht, und die Widerstandskapazität F des letzteren durch besondere, häufig wiederholte Messungen mit konzentrierter NaCl-Lösung bestimmt, für welche der Wert des Leitvermögens dem Lehrbuche der praktischen Physik von Kohlrausch entnommen wurde. Dabei erwies es sich als gleichgültig, ob man chemisch reines Chlornatrium oder gutes käufliches Kochsalz verwendete, da die Leitfähigkeiten beider Substanzen bis auf $^1/_2\,^0/_0$ übereinstimmten. Für die Widerstandskapazität F des Gefäßes ergab sich der Mittelwert 19,3 cm^{-1}. Aus dem in der Brücke gemessenen Widerstande w der Wasserprobe fand man dann das Leitvermögen λ derselben mit Hilfe der Beziehung

$$w = \frac{1}{\lambda} \cdot F$$

Selbstverständlich wurde auch die Temperatur der Probe bei der Messung bestimmt. Zunächst war festzustellen, ob das Wasser bei längerem Stehen nach der Entnahme eine Änderung seines Leitvermögens zeigte. Eine Probe (1) wurde einmal am Tage der Entnahme und dann nach zwei Tagen wiederum untersucht. Im ersten Falle ergab sich bei einer Temperatur von 20,9° C. das Leitvermögen $\lambda = 0{,}0397$, im zweiten bei 20,4° C $\lambda = 0{,}0396$. Eine merkliche Änderung war also nicht eingetreten.

Darauf wurden nun eine Reihe von Tagen hindurch bei recht verschiedenem Wetter und teilweise an verschiedenen Stellen Proben entnommen und untersucht. Es möge zunächst eine Übersicht der Resultate folgen.

Probe Nr.	Datum u. Zeit der Entnahme	Ort d. Entn.	Wetterverhältnisse	Temp.	λ	λ_{20} berechnet
1	15. 12 Mtg.	Strand	—	20,9	0,0397	0,0392
2	15. 12 Mtg.	Brücke	—	21,1	0,0395	0,0388
3	16. 1 N.	Boot	Wind WSW, frisch. Heiter.	21,2	0,0411	0,0404
4	16. 6 N.	Strand	Starker Westwind. Wechselnde Bewölkung.	21,4	0,0409	0,0401
5	18. 10 V.	»	Wind S, stark. Bei heftigem Regen.	18,9	0,0389	0,0396
6	18. 10 V.	Brücke	Ebenso.	18,9	0,0393	0,0400
7	18. 1 N.	Boot	Wind SW. starker Seegang. Kurz n. d. Regen.	18,9	0,0393	0,0400
8	20. N.	»	See etwas bewegt. Kein Reg.	20,2	0,0406	0,0405
9	20. N.	»	» » » » »	18	0,0381	0,0393
10	20. Ab.	»	» » » » »	18	0,0381	0,0393

Zunächst ist ersichtlich, daß die Lage der Entnahmestelle, insbesondere ihre Entfernung vom Strande, ohne wesentlichen Einfluß auf das Resultat ist. Es wurden Proben von einer Landungsbrücke aus, wenige Meter vom Strande entfernt („Strand"), ferner von einer an einer anderen Stelle ziemlich weit in die See hinausgebauten Brücke („Brücke") und schließlich von einem Boote aus in einer Entfernung von einigen Hundert Metern vom Strande entnommen.

Eine Abhängigkeit des Leitvermögens von der Witterung ist aus den Resultaten ebenfalls nicht nachzuweisen. Es lag insbesondere die Vermutung nahe, daß starker Regen das Leitvermögen der oberflächlichen Wasserschicht beeinflussen konnte. Daß dies nicht der Fall ist, zeigen die Proben 5 und 6 sowie 7, bei welch letzterer infolge des starken Seeganges jedenfalls schon ein völliger Ausgleich stattgefunden haben mußte. Beiläufig sei bemerkt, daß auch eine Leitfähigkeitsmessung an eben gefallenem Regenwasser ausgeführt wurde, welche bei 17,6° für λ den Wert 0,000128 ergab.

Eine gewisse Lücke im Beobachtungsmaterial wird dadurch verursacht, daß nicht alle Windrichtungen und auch kein stilles Wetter vertreten sind. Doch ist bei der nahen Übereinstimmung der gefundenen Werte kaum anzunehmen, daß sich unter den noch übrigen Bedingungen etwas wesentlich anderes ergeben haben würde.

Somit erschien es gerechtfertigt, aus den erhaltenen Zahlen einen Mittelwert für das Leitvermögen des Meerwassers zu berechnen. Dabei mußte natürlich die Änderung mit der Temperatur Berücksichtigung finden. Es wurden also die bei den verschiedenen Temperaturen ge-

messenen Werte von λ in ein Koordinatensystem mit der Temperatur als Abszisse eingetragen. In dem benutzten kleinen Temperaturintervalle ist der Verlauf der Kurve $\lambda = \varphi(t)$ als linear anzunehmen. Zwischen den Punkten wurde also diejenige Gerade hindurchgezogen, welche den sämtlichen Beobachtungen am meisten zu entsprechen schien. Sie ergab eine Zunahme des Leitvermögens um 1,5 % des Wertes von λ_{20} pro 1°. Mit Hilfe dieses Temperaturkoeffizienten wurden dann die sämtlichen für λ gefundenen Werte auf eine Temperatur von 20° C umgerechnet. Die entsprechenden Zahlen finden sich in der letzten Kolumne der Tabelle, und erst sie lassen einen genauen Vergleich der unter den verschiedenen Bedingungen erhaltenen Resultate zu.

Es ergibt sich aus diesen Zahlen für das Leitvermögen des Meerwassers bei 20° C der Mittelwert 0,0397 $\Omega^{-1}\,\mathrm{cm}^{-1}$.

Wie weit sich der räumliche Gültigkeitsbereich dieses immerhin im Wattenmeere gefundenen Wertes erstreckt, läßt sich freilich nicht ohne weiteres sagen. Es wäre jedenfalls von Wichtigkeit, analoge Messungen im Ozean vorzunehmen.

Gießen, Phys. Institut. 20. Dezember 1910.

(Eingesandt 23. Dezember 1910.)

Elektrische Leitfähigkeiten von Meer und Land.

Von **Karl Uller.**

Das Problem der Fortpflanzung elektromagnetischer Drahtwellen, zu denen auch bei geerdetem Sender die Wellen der drahtlosen Telegraphie gehören, habe ich, nachdem ich vor sieben Jahren zum ersten Male den besonderen Fall geradlinig polarisierter magnetischer Wellen behandelt hatte[1]), im umfassenden Sinne angegriffen und fast vollendet. Damals war ich bezüglich der Größe der elektrischen Leitfähigkeit des Meeres ganz auf unsichere Schätzungen angewiesen. Inzwischen sind einige wenige experimentelle Ermittelungen dieser in der Theorie der Ausbreitung wichtigen Größe vorgenommen. Ich möchte im folgenden das gesammelte Material, das einem größeren Kreise sicherlich unbekannt ist, der Veröffentlichung übergeben.

1) Karl Uller, Beiträge zur Theorie der elm. Strahlung, Dissertation, Rostock 1903.

1. Die erste mir bekannt gewordene Bestimmung der spezifischen Leitfähigkeit (λ) von Oberflächenmeerwasser rührt von Ruppin[1]) her; es handelt sich um Nord- und Ostseewasser. Er fand nach der Kohlrausch-Methode:

Herkunft	c, Salzgehalt	λ, $\Omega^{-1} \cdot cm^{-1}$, bei		
	$^0/_{00}$	0^0	15^0	25^0
Ostsee-Station 12 (Danziger Bucht)	7,17	0,00675	0,01007	0,01249
Ostsee-Station 4 . .	14,19	0,01274	0,01899	0,02351
Nordsee-Station 10	34,93	0,0293	0,0432	0,0532
Nordsee-Station 9 .	42,10	0,0346	0,0507	0,0628

Verfasser hat seine Resultate auch als Funktionen der Chlornatrium-Konzentration c dargestellt, nämlich

$$\lambda_0 = 0{,}978\,c - 5{,}96\,c^2 + 54{,}7\,c^3$$
$$\lambda_{15} = 1{,}465\,c - 9{,}78\,c^2 + 87{,}6\,c^3$$
$$\lambda_{25} = 1{,}823\,c - 12{,}76\,c^2 + 117{,}7\,c^3$$

2. Eine zweite Messung bezieht sich auf das Oberflächenwasser des Mittelmeeres, die Hill[2]) vorgenommen hat. Er gibt an:

$c\ ^0/_{00}$	Dichte	λ_{25} $\Omega^{-1}\ cm^{-1}$
20,44 bis 21,53	1,0275 bis 1,0289	0,05412 bis 0,05696

3. Messung von H. Schmidt[3]) (Herbst 1910, Wattenmeer der Nordsee). Er erhielt im Mittel

$$\lambda_{20} = 0{,}0397\ \Omega^{-1} \cdot cm^{-1}$$

Zwar hat Herr Schmidt den Salzgehalt nicht bestimmt, ent-

1) E. Ruppin, Bestimmung der elektr. Leitfähigkeit des Meerwassers (Wissensch. Meeresuntersuchungen herausgegeben von der Kommission zur Untersuchung der Deutschen Meere in Kiel und der Biolog. Anstalt auf Helgoland, N. F. 9, 180; Ztschr. f. anorg. Chemie 49, 190—194, 1906).

2) Hill, Leitfähigkeiten des Mittelmeerwassers (Edinburgh Proc. 27, 233—243, 1907).

3) Siehe vorangehende Abhandlung.

nimmt man aber der Karte von Schott[1]) den Wert 31 °/₀₀ so findet man, daß der gefundene Wert für λ_{20} sich den Messungen von Ruppin gut anschließt.

Für eben gefallenes Regenwasser findet er $\lambda_{17,6^\circ} = 0{,}000128$, also einen etwa 300 mal kleineren Wert!

Berechnet man nach der Formel von Ruppin das Leitvermögen eines 20,44 bzw. 21,53 °/₀₀ salzhaltigen Nordseewassers, so findet man $\lambda_{25} = 0{,}0330$ bzw. 0,0343.

Auf gleichen Chlornatriumgehalt und gleiche Temperatur bezogen, ist das Leitvermögen des von Hill gemessenen Mittelmeerwassers um etwa 65 °/₀ höher als das der Nordsee!

Das Resultat wird wahrscheinlich nicht zufällig sein, es scheint vielmehr das Leitvermögen der Oberflächenwasser der Ozeane nicht nur von Temperatur- und Chlornatriumgehalt abhängig zu sein. Wenn dem so ist, können wir die obengenannte Weltkarte von Schott nicht ohne weiteres zur Ermittelung der Leitvermögen auf interpolatorischem Wege benutzen, sondern müssen auf experimentell-topographischem Wege die Kurven gleicher Leitvermögen feststellen, eine Aufgabe, zu der ich die Deutsche Seewarte anzuregen mir erlaube.

An Messungen des Leitvermögens vom Erdreich sind mir nur folgende bekannt:

1. Haber und Liese[2]) in Karlsruhe i. B.
   Sie fanden $\lambda \cong 3 \cdot 10^{-5}\, \Omega^{-1}\,\mathrm{cm}^{-1}$;
2. W. Eickhoff[3]) in Braunschweig. Im Durchschnitt fand er
   für nassen Boden $\lambda = 10^{-4}$ bis 10^{-5} $\Omega^{-1}\,\mathrm{cm}^{-1}$
   für trockenen Boden 10^{-6} $\Omega^{-1}\,\mathrm{cm}^{-1}$

Aus naheliegenden Gründen kann das Leitvermögen des Erdreichs weder zeitlich noch örtlich auch nur annähernd so konstant sein wie das der Ozeane. Doch wäre es erwünscht, wenn gelegentliche Messungen veröffentlicht und in Karten zusammengetragen würden.

Gießen, Phys. Inst. 20. Dezember 1910.

1) G. Schott, Verteilung des Salzgehaltes und der Temperaturen im Oberflächenwasser der Ozeane (Petermanns Mitteilungen 48, 217—233, 1902).

2) Haber und Liese (Ztschr. für Elektrochemie 12, 842, 1906).

3) Mitgeteilt von J. Zenneck (Ann. d. Phys. 23, 859, 1907).

(Eingesandt 23. Dezember 1910.)

Mitteilungen aus der Praxis.

Nach dem letzten Bulletin des Internat. Bureau für Radiotelegraphie in Bern bestehen jetzt 1217 Stationen (gegen 750 im Jahre 1910), hiervon 219 Küstenstationen und 998 Bordstationen; von letzteren entfallen 450 auf England, 224 auf Deutschland und 167 auf Frankreich. E.

Die von der Marconi-Gesellschaft erlassene Vorschrift, wonach Marconi-Stationen mit anderen radiotelegraphischen Anlagen nur dann verkehren dürfen, wenn diese ebenfalls Apparate dieses Systemes führen, ist jetzt auch für Frankreich in Wegfall gekommen. (Nach einer Mitteilung Journ. Tel. **35**, 124, 1911.) E.

(Eingesandt 20. Juni 1911.)

Wir erhalten aus Paris folgende Mitteilung:

Vor einigen Wochen wurde in Frankreich eine neue Gesellschaft für drahtlose Telegraphie und Telephonie gegründet, die den Namen **„Compagnie Générale Radiotélégraphique“** führt und in Paris, 63, Bd. Haussmann, ihren Sitz hat; hauptsächlich beteiligt an der Gründung ist die „Compagnie Générale d'Electricité“ (Kapital 18 Millionen Francs).

Die neue Gesellschaft, deren Kapital $3^1/_2$ Millionen Francs beträgt, ist durch Umformung der alten wohlbekannten Gesellschaft gleichen Namens entstanden, deren Teilnehmer Carpentier, Gaiffe & Rochefort in Anbetracht der bedeutenden Entwickelung der drahtlosen Telegraphie und Telephonie ihr Arbeitsfeld vergrößern wollten.

Die Geschäfte der neuen Gesellschaft werden sich erstrecken auf:

1. die Fabrikation, den Verkauf, die Vermietung und Verwertung von Apparaten für drahtlose Telegraphie und Telephonie nebst Zubehör;
2. die Prüfung, den Kauf und Verkauf oder die Verwertung von allen Patenten und dergleichen auf diesem Gebiete;
3. die Gründung anderer Gesellschaften in verschiedenen Ländern, und überhaupt auf finanzielle, kommerzielle und industrielle Unternehmungen aller Art, die sich auf drahtlose Telegraphie und Telephonie beziehen.

Die alte Firma Carpentier, Gaiffe & Rochefort hat nebst ihrem Besitze an Apparaten und Installationen ihre geschäftlichen Beziehungen sowie alle ihre Patente, Lizenzen, Verfahren usw. eingebracht.

Außerdem besitzt die neue Gesellschaft die bekannten Patente „Colin et Jeance“ auf drahtlose Telephonie. Dieses Verfahren gestattet nach den bisherigen Versuchen selbst unter ungünstigen atmosphärischen Verhältnissen eine einwandfreie telephonische Verständigung auf mehr als 250 km Entfernung.

Die „Cie. Gle. Radiotélégraphique“ hat ferner die Lepelschen Patente für die ganze Welt erworben, welches System, insbesondere durch die Anwendung der Tonschaltung, als eines der modernsten und vollkommensten anzusehen sein dürfte.

Der Verwaltungsrat der „Cie. Gle. Radiotélégraphique“ setzt sich in folgender Weise zusammen:

Präsident: M. Paul Doumer, Präsident des Verwaltungsrates der Cie. Gle. d'Electricité.

Vize-Präsident: M. d'Arsonval, Kommandeur der Ehrenlegion, Membre de d'Institut.

Mitglieder: M. J. Carpentier, Kommandeur der Ehrenlegion, Membre de l'Institut; M. G. Gaiffe, Chevalier der Ehrenlegion; M. E. Genty, Offizier der Ehrenlegion, Generalinspektor der Brücken und Straßen, Verwalter der Cie. Gle. d'Electricité; M. R. Lehideux, Bankier, Verwalter der Cie. Gle. d'Electricité.

Delegierter des Aufsichtsrates: M. J. Bordelongue, Offizier der Ehrenlegion, Direktor im Ministerium der öffentlichen Arbeiten.

Direktor der Gesellschaft ist M. Ernest Sins, Offizier der Ehrenlegion.

Generalsekretär: M. L. Tronchon, Officier de l'Instruction publique.

Technischer Direktor: M. O. Rochefort.

(Eingesandt 1. Juli 1911.)

Funkentelegraphische Stundensignale vom Pariser Eiffelturm.

Wir lesen in E. u. M. folgende Mitteilung:

„Das ausgesandte Signal besteht in einem kurzen Stromstoß um Mitternacht Pariser Zeit, dem ein Alarmsignal vorausgeht, das in Pausen von zwei Minuten zweimal wiederholt wird. Das Alarmsignal

wird derart gewählt, daß jede Verwechselung ausgeschlossen erscheint, vom Turmposten gesendet, das Stundensignal selbst direkt vom Observatorium. Fig. 1 zeigt Relais und Telephon des Postens am Eiffelturm, wobei das Relais direkt vom Observatorium automatisch betätigt wird. Das Alarmsignal wird durch einen Morsetaster gegeben, das Zeitsignal automatisch durch ein Pendel, und zwar in folgender Weise: Eine kleine Turbine preßt Quecksilber in einen Ansatz, der um die horizontale Achse o drehbar ist. Unter der Einwirkung einer Gegenfeder R ist dieser Ansatz normal nach unten gedrückt und trifft der Quecksilberstrahl den festen Teil N der Turbine. Sendet man durch Niederdrücken des Tasters K einen verhältnismäßig kleinen Strom in die Spule F, so zieht diese einen Eisenkern an und dreht dadurch den Ansatz. Der Quecksilberstrahl trifft infolgedessen einen amalgamierten Kupferkranz D, der auf der Turbinenachse befestigt ist und bei der Rotation mitgenommen wird. Der Hauptstromkreis ist also durch den Quecksilberstrahl geschlossen. Durch Öffnung des Tasters wird der Stromkreis ohne Funkenbildung unterbrochen. Damit die Unterbrechung rascher vonstatten geht, wird die Turbine mit Alkohol oder Petroleum gefüllt. E.

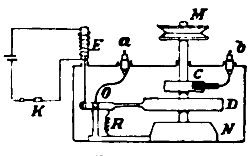


Fig. 1.

(Eingesandt 5. April 1911.)

Der neue Demonstrationsapparat für tönende Löschfunken, System „Telefunken".

Wir entnehmen einem Bericht der Telefunken-Gesellschaft über ihre neuen Demonstrationsmodelle für tönende Funken folgendes:

Die Telegraphie ohne Draht wurde durch die Erfindung der tönenden Löschfunken in gänzlich neue Bahnen gelenkt. Der reine Hörbetrieb ersetzte vollkommen den Fritterbetrieb und verdrängte allmählich die für die alten Funkenstationen so charakteristischen Apparate: die knallende Funkenstrecke und die großen Kapazitäten am Sender, den Fritter mit seinen komplizierten Begleitern wie Relais, Klopfer, Potentiometer u. a. am Empfänger.

Bei den tönenden Löschfunken verwendet man eine Wechselstrommaschine von hoher Periodenzahl oder einen hochfrequenten Gleich-

strom-Unterbrecher, welcher unter Vermittelung eines Transformators die moderne Löschfunkenstrecke mit Stromstößen hoher Spannung und Frequenz speist. Da die Ladefrequenz und die Funkenzahl gegen früher bedeutend gestiegen ist, gestaltete sich auch die Primärkapazität erheblich kleiner als die frühere und das unregelmäßige Knattern der langsamen Funken wurde am Empfänger durch den musikalisch reinen, alle Nebengeräusche gut durchdringenden Ton der modernen Anordnungen ersetzt. Der Empfänger aber wurde dahin vereinfacht, daß

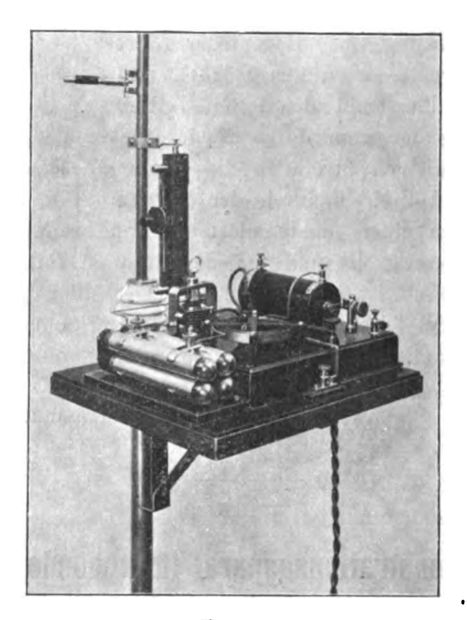


Fig. 1.

er keinerlei bewegliche und Zufälligkeiten ausgesetzte Teile mehr besitzt wie Fritter, Relais und Klopfer; er besteht jetzt einfach aus den bekannten Abstimmorganen und einem Detektor und Telephon, deren Betriebssicherheit, Reichweite und Einfachheit der Bedienung gegen die früheren Fritteranlagen ganz unvergleichlich gestiegen ist.

Der im folgenden beschriebene Demonstrationsapparat für tönende Löschfunken ist eine geometrische Verkleinerung der großen, in der Praxis verwendeten radiotelegraphischen Stationen; er ist aus dem Bedürfnisse entstanden, den Hörern in den Laboratorien höherer und mittlerer Lehranstalten sowie dem breiteren Publikum bei Vorträgen

über drahtlose Telegraphie, die physikalischen Prinzipien und den praktischen Ausbau derselben durch das subjektive und objektive Experiment leichter verständlich zu machen.

Beschreibung der Apparate.

Ein kompletter Demonstrationsapparat besteht aus einem Sender (Fig. 1) und einem Empfänger (Fig. 2) mit je einem Luftleiter bzw.

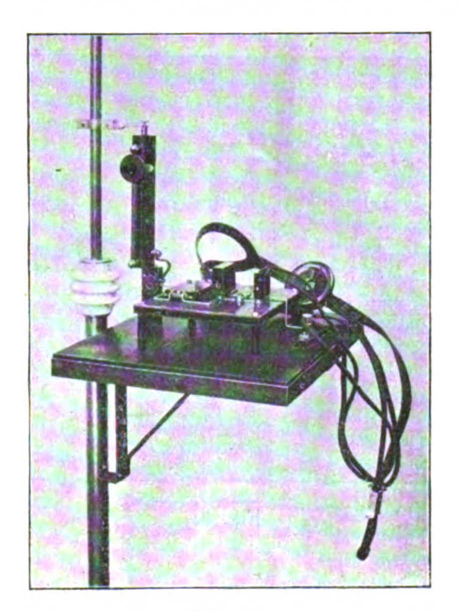


Fig. 2.

Gegengewichtsgestell. Auf Wunsch wird zu einem Gestell 1 Sender und 1 Empfänger geliefert, so daß ein gegenseitiger Verkehr ermöglicht wird (Fig. 3).

Der Sender.

Das Schaltungsschema des Senders ist in Fig. 4 dargestellt. Der zur Speisung des Funkeninduktors nötige Strom wird einer sechszelligen Akkumulatorenbatterie B entnommen, deren Spannung ca. 12 Volt beträgt. Bei jeder oszillatorischen Entladung im primären Schwingungskreise C und L_p entsteht ein durch die Löschfunkenstrecke rasch gedämpfter Zug elektrischer Schwingungen, welcher sich über die

Luftdrahtabstimmspule L_s der Antenne A und dem Gegengewichte G überträgt, wo er einwellig und beinahe ungedämpft ausschwingt. Zur Koppelung der Kreise dient die ganze Primärspule L_p, wodurch der Koppelungsgrad bei allen Wellenlängen konstant bleibt. Die primäre Kapazität beträgt 1000 cm, diejenige der Antenne ca. 50 cm, woraus sich ein Koppelungsgrad von 20 % ergibt. Die primäre Spule L_p ist stöpselbar, wodurch die Wellenlänge des Primärkreises verändert wird. Um nun die Antenne diesem Kreise nachstimmen zu können,

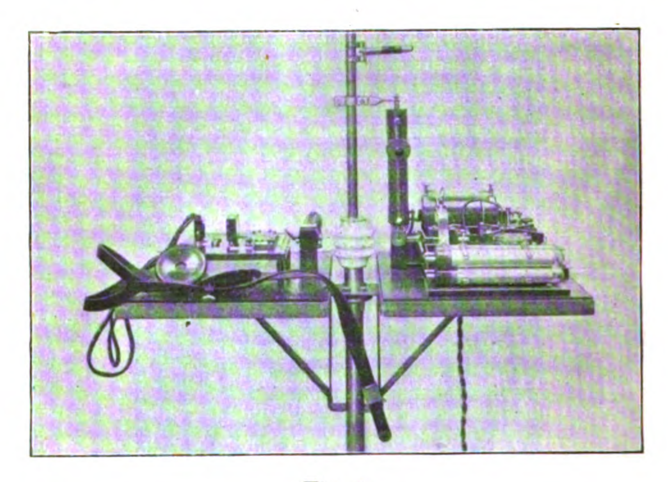


Fig. 3.

dient die Antennenverlängerungsspule L_s, welche durch Verschieben eines Reiters ebenfalls veränderlich gemacht wird. Ein an die Antenne befestigtes Heliumrohr H, welches bei Resonanz der Kreise aufleuchtet, dient zum Feststellen der Abstimmung. Der Wellenbereich des Systems liegt zwischen $\lambda = 25—70$ Meter.

Fig. 5 zeigt den kompletten Aufbau des Senders der Modelle.

Der bewegliche Seitenarm, welcher auch die zur Resonanzbestimmung dienende Heliumröhre trägt, wird beim Senden dem Geberbrette zugewendet und die Geberspule angeschaltet; beim Empfangen wird er dagegen von der Geberspule gelöst, dem Empfangsbrette zugewendet und die Empfangsspule daran befestigt. Durch diese Vorrichtung wird beim Gebrauche doppelter Anordnungen der Geber automatisch blockiert, d. h. die Senderenergie kann nicht in den Luftleiter fließen, wenn der Empfänger an denselben angeschaltet ist. Dadurch

sind die empfindlichen Empfangsapparate vor den hohen Geberspannungen geschützt. Zu diesem Zwecke wird auch die Verbindung zum Gegengewichte entweder in die Erdbuchse des Gebers oder in die des Empfängers gestöpselt.

Der Empfänger.

Das Schaltungsschema des Empfangsapparates ist in Fig. 6 dargestellt. Die vom Sender ausgestrahlten elektrischen Schwingungen treffen den Empfangsluftleiter A_1 und zwingen ihn, wenn er durch

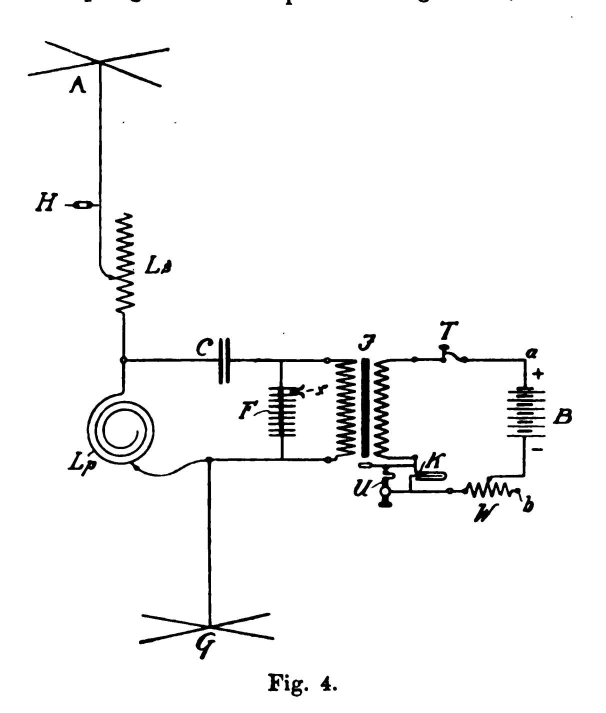


Fig. 4.

die Spule $L_s{}^1$ auf die Geberwelle abgestimmt ist, zum Mitschwingen. Der Wellenanzeiger D (Detektor) liegt direkt in der Leitung zwischen Antenne und Gegengewicht G^1, wodurch der größte Teil der ankommenden Schwingungsenergie durch denselben gleichgerichtet wird und die Telephone T_e erregt, in welchen nun der Geberton deutlich zu hören ist. Da der Ohmsche Widerstand des Detektors sehr hoch ist (ca. 1000 Ohm), so würde er die Antenne ziemlich stark dämpfen,

wenn parallel nicht ein Kondensator K^1 gelegt wäre, durch welchen die Koppelung loser und die Abstimmschärfe größer gemacht wird.

Den kompletten Aufbau des Empfangsapparates zeigt Fig. 7.

Die Luftleiterverlängerungsspule ist aufklappbar und läßt sich an dem drehbaren Seitenarme, welcher auf das unterste Antennenrohr montiert ist, festklemmen. Diese Spule ist ebenfalls an den

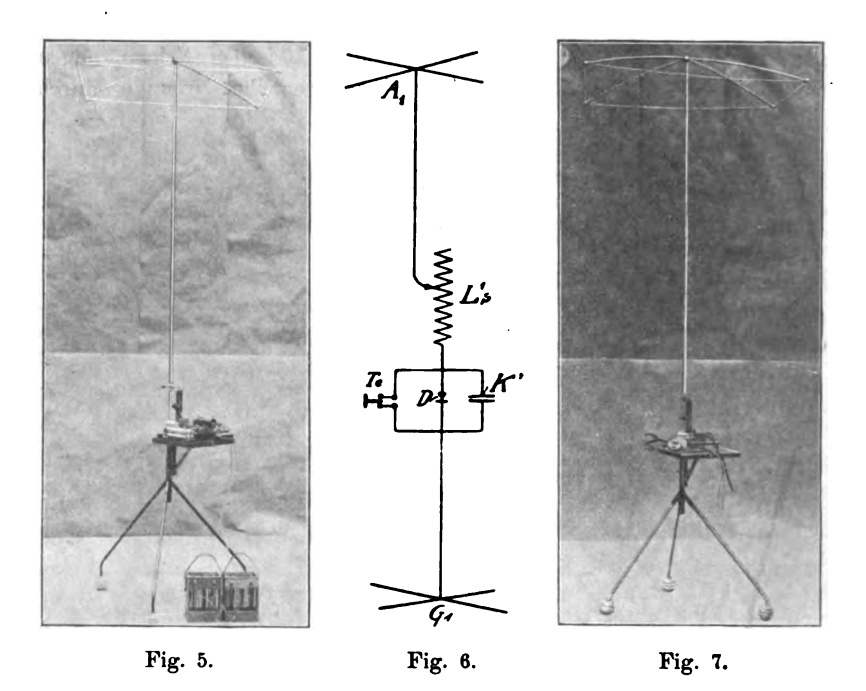


Fig. 5. Fig. 6. Fig. 7.

Resonanzpunkten, welche den 3 festen Geberwellen entsprechen, mit denselben Farben gezeichnet. Diese Eichung ist auch hier nur bei Gebrauch der Zimmerantenne richtig.

Das metallene Stativ, welches als elektrisches Gegengewicht dient und die Apparaterahmen ebenso wie die isolierte Rohrantenne trägt, besteht aus 3 Füßen aus Stahlrohr, welche in einen zentralen Kopf gesteckt werden, der am oberen Ende ein vertikales Rohrende trägt. Am unteren Ende tragen die Rohrfüße einen Porzellanisolator, welcher das Metallgestell vor Erde isoliert.

Gebrauchsanweisung.

Für den Gebrauch der Demonstrationsapparate im Zimmer wird eine Antenne geliefert, welche aus zwei je 1 Meter langen Rohren besteht, die aufeinandergesteckt werden; das obere Rohrstück trägt einen Metallknopf, in welchen seitlich 4 Messingstäbe eingesetzt werden, die an ihrem äußeren Ende mittels einer Kupferlitze und Steckbuchsen verbunden werden. Dadurch kommt ein schirmartiges Gebilde zustande, welches die in der Praxis verwendeten Schirmantennen gut veranschaulicht.

Für den Gebrauch auf freiem Felde wird dagegen eine aus fünf je 1 m langen Rohren bestehende Antenne verwendet, wobei jedoch das Schirmgebilde wegfällt. In diesem Falle wird jedoch das Gegengewicht vergrößert, indem 3 Metallstäbe seitlich in die Rohrfüße gesteckt und ihre äußeren Enden ebenfalls mittels einer Kupferlitze miteinander verbunden werden. Durch diese elektrische Vergrößerung des Gegengewichts wird die Vergrößerung des Luftleiters entsprechend ausbalanciert.

a) Abstimmung.

Der bewegliche Stöpsel an der Primärspule wird in einen der drei festen Abnehmer gesteckt. Der Reiter an der Antennenspule wird auf den Resonanzstrich entsprechender Farbe gestellt; beim Drücken auf die Taste leuchtet die Heliumröhre auf und die Geberkreise sind somit in Resonanz. Wenn nun am Empfänger der Reiter der Antennenspule auch auf dem Markierungsstrich von der gleichen Farbe wie am Geber steht, so sind beide Stationen auf die gleiche Wellenlänge abgestimmt und der Ton des Gebers muß sofort im Empfängertelephon hörbar sein. Die Wellenlänge in Metern liest man auf dem gleichgefärbten Schildchen am Apparatebrett ab.

Der bewegliche Stöpsel an der Primärspule wird in einen der 2 beweglichen Abnehmer auf einem beliebigen Punkte der Windungen gesteckt. Der Reiter an der Antennenspule wird solange hin- und hergeschoben, bis die Heliumröhre am hellsten aufleuchtet. Dann befinden sich die Geberkreise in Resonanz.

b) Wellenmessung.

Um nun die vorhandene Wellenlänge zu messen, benutzt man den Demonstrationswellenmesser (siehe Sonderbeschreibung). Dies erfolgt in der Weise, daß man die Wellenmesserspule mit den Geber-

kreisen induktiv koppelt, dieselbe also in die Nähe der Primär- oder Antennenspule bringt. Darauf wird der Knopf des Drehkondensators langsam gedreht, bis die am Wellenmesser angebrachte Heliumröhre aufleuchtet und Resonanz zwischen Erregerkreis und Wellenmesser anzeigt. Auf der Deckplatte des Drehkondensators ist eine Skala eingraviert, die in λ m geeicht ist. In der angegebenen Resonanzstellung liest man nun am Zeiger die Wellenlänge in Metern ab, mit welcher die Station arbeitet und welche auch der Eigenschwingung des Wellenmessers entspricht. Die gefundene Wellenlänge sei z. B. 50 m. Nun muß auch der Empfänger auf diese Wellenlänge abgestimmt werden, um die Zeichen des Gebers empfangen zu können; dies geschieht einfach in der Weise, daß man den Reiter der Empfangsspule so lange verschiebt, bis der Ton des Gebers im Telephon am lautesten hörbar wird. Dann ist auch die Empfangsstation auf eine Wellenlänge von 50 m abgestimmt.

Für eine Fernwellenmessung stimmt man den Empfänger an der Schiebespule scharf auf die ankommenden Zeichen ab und läßt den Reiter während der Messung an dieser Stelle stehen. Darauf wird der Summer am Wellenmesser in Betrieb gesetzt und die Spule desselben in die Nähe der Antennenspule gebracht. Auf diese Weise arbeitet der Wellenmesser als Geber, dessen Eigenschwingung mit derjenigen des Empfangskreises in Resonanz gebracht werden muß. Man dreht deshalb an dem Knopfe des Drehkondensators bis der Ton des Summers im Telephon hörbar wird. An dieser Stelle der Skala liest man die Wellenlänge ab, welche zugleich diejenige der empfangenen Welle ist.

Besitzt man zwei komplette Demonstrationsstationen, deren jede aus einem Geber und einem Empfänger besteht, so ist man in der Lage, einen vollkommenen Telegraphenbetrieb nach beiden Richtungen zu organisieren, wie er auch in der Praxis stattfindet.

Allgemeine Bemerkungen.

Mit den Demonstrationsapparaten lassen sich außer den Telegraphier- und Wellenmessungsversuchen noch folgende physikalischen Versuche ausführen:

Langsame Funken: Der Widerstand W wird soweit eingeschaltet, bis der Ton im Empfänger verschwindet und ein knatternder Funkenübergang hörbar wird. Dann entspricht ein Funke 3 bis 4 Unterbrechungen. Alle 5 Funkenstrecken sind offen.

Tönende Funken: Der Widerstand wird wieder soweit eingeschaltet, bis im Empfängertelephon ein reiner musikalischer Ton

hörbar wird, welcher dem Unterbrechertone entspricht; dann hat man einen Funken pro Unterbrechung. 1 ev. 2 Funkenstrecken können kurzgeschlossen werden, je nach der Entladespannung der Batterie.

Partialfunken: Der Widerstand *W* wird, soweit es das gute Funktionieren des Unterbrechers erlaubt, ausgeschaltet. Der Ton im Empfangstelephon ist ein unregelmäßiges Zischen geworden. Dann hat man 3 bis 4 Funken pro Unterbrechung; 2 bis 3 Funkenstrecken sind dann kurzgeschlossen. Um kräftige partielle Entladungen zu erhalten, kann man auch auf kurze Zeit mit einer einzigen Funkenstrecke arbeiten. Dann erhält man einen Schwingungsvorgang, welcher den sogenannten „ungedämpften Wellen“ entspricht.

Mit fortschreitender Entladung der Zellen ist der Schiebewiderstand *W* immer mehr auszuschalten und es sind so viele Funkenstrecken kurzzuschließen, als es notwendig ist, um einen guten Funkenton zu erzeugen. Natürlich sinkt mit abnehmender Funkenstreckenanzahl auch der Strom im Luftleiter und damit die Reichweiten der Stationen. Die Entladespannung der Akkumulatoren darf nicht unter 1,8 Volt pro Zelle heruntergehen.

Bei längerem Gebrauche bilden sich an den Kontakten des Unterbrechers kleine Unregelmäßigkeiten, welche mittels der beigegebenen Schlichtfeile sorgfältig entfernt werden. Man muß beim Feilen der Platinkontakte beachten, daß die Berührungsflächen stets parallel bleiben und sich auf der ganzen Oberfläche berühren.

Die maximale Empfindlichkeit des Detektors läßt sich in folgender Weise einstellen:

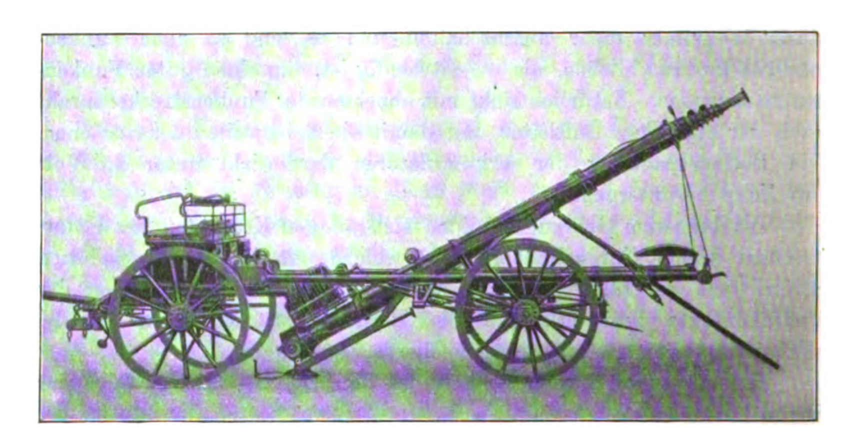
Der Detektor ist in dem Empfänger gestöpselt und die Hartgummihaube ist abgenommen. Man erregt den Empfangskreis mittels des entfernten Gebers oder noch besser vermittels des Wellenmessers, welchen man durch den Summer als Geber arbeiten läßt. Nun reguliert man solange mit dem beigegebenen Schraubenzieher den Druck der Feder gegen die Graphitspitze, bis der Ton im Telephon am lautesten hörbar wird. Diese Einstellung muß sehr vorsichtig geschehen, da ein zu großer Druck sehr leicht die Kontakte beschädigt und dieselben unempfindlich werden. Ist eine Graphitspitze oder ein Bleiglanzstückchen unbrauchbar geworden, so müssen sie losgeschraubt und durch neue, im Schächtelchen beigegebene Ersatzkontakte ausgewechselt werden. Nach erfolgter Einstellung wird der Detektor wieder mit seiner Schutzhaube überdeckt und auch im allgemeinen vor unvorsichtiger Behandlung geschützt. E.

(Eingesandt 20. Juni 1911.)

Transportabler Mast für drahtlose Telegraphie im Felddienst.

Wir entnehmen einem Bericht des Herrn Ingenieur Schöpfleüthner (Wien) über den von ihm konstruierten Mast folgendes:

Dieser Mast soll den bisherigen Übelständen bei der Errichtung von Masten dadurch abhelfen, daß alle zu einem betriebsfähigen Mast erforderlichen Behelfe wie Werkzeuge, Drahtseile, Luftdrähte, Anker, Seiltrommeln, Ersatzteile und Requisiten für die Bespannung in geeigneter Form vereinigt sind; daß die Ortsveränderung, das Aufrichten



und Abtragen in wenigen Minuten bei geringstem Arbeitsaufwand in bequemer Weise durchgeführt werden kann, endlich daß das Konstruktionsdetail an Sicherheit, Dauerhaftigkeit und natürlicher Einfachheit nichts zu wünschen übrig läßt.

Dieser Mast ist in seinem Ganzen als kriegsmäßig ausgerüsteter Feldapparat zu betrachten und gleicht auch äußerlich den Feldartilleriesorten; er ist durchweg aus Stahl hergestellt, die Räder in Stahlnaben mit Bronzebüchsen, die Hinterachse durchgehend; die vorderen in Knieachsen, welche mit Achsmitnehmer, Sprengwage und Deichsel das Lenkparallelogramm bilden; der Wagenrahmen aus Rohren, ausziehbar, auf Querfedern und um seine Längsachse schwingend zwecks Herstellung der Horizontalen für Abprotzen in der Vertikalebene.

Der Protzkasten hat oben Einschubkästen für Feinzubehörteile, darunter Anker, Rollen, Pfähle auf ausziehbarem Tisch; vorne der

Fußkasten mit Bespannungsausrüstung, seitlich Tränkeimer und Pferdepflöcke, im Geländer Reservezugteile, Futter usw.

Der Mastkörper ist teleskopartig mit einfachem Kettenzug aus- bzw. einziehbar, seitlich mit zwei ausziehbaren Streben und hinten mit Doppelseil und Aufrichtvorrichtung versehen. Die erste Lage ist ca. 45 Grad, dann folgt die Vertikalstellung mittels der Bespannung durch Abziehen des Vorderwagens. Nach Versicherung der jetzt weit abstehenden Räderpaare durch Steckbolzen im Rahmenrohr wird durch Straffziehen der am Hinterende angeordneten Seilwelle der lotrechte Stand fixiert. Der Mast steht auf Abklappfußplatte isoliert und trägt Ankerseil und Luftdrahttrommeln am Mantelrohr. Radbremse und Erdschaufeln befinden sich an der Hinterachse, Reithaue oder Krampen am Fußkasten.

Sämtliche vorkommenden Handkurbeln sind zwecks Ablegens kippbar. Bergstützen und Deichselstützen fehlen ebenfalls nicht; ebenso sind Auftritte, Pferdeschoner vorhanden. In Transportlage befindet sich der Mast im rückwärts angeordnetem Sattel und vorn auf einem Lagerschuh am Protzkasten, es ist daher die Kippachse der Lafette entlastet. Die Länge der Mastrohre ist 4 m, deren Anzahl beliebig, jedoch zumeist 45 m Gesamthöhe. E.

(Eingesandt 16. Mai 1911.)

Patentschau.

Von **H. Eales.**

Bei dem durch D. R. P. Nr. 227860 geschützten System für gerichtetes Senden und Empfangen gedämpfter oder ungedämpfter elektrischer Wellen von Dr. Franz Kiebitz in Berlin werden Erdantennen verwendet, die in der Richtung der Erdoberfläche Abmessungen aufweisen, die gegenüber der verwendeten Wellenlänge nicht verschwindend klein sind und die wenigstens an zwei Stellen durch elektrische Leitung oder durch dielektrische Verschiebung an die Erdoberfläche angeschlossen sind. Die Kennzeichen der Erfindung sollen darin bestehen, daß diese Erdantennen ganz oder zum größten Teile unter der Erdoberfläche liegen. Die Anordnung ist beispielsweise in Fig. 1 u. 2 dargestellt, wo *f* Leidener Flaschen bedeuten und *e* vergrabene Metallplatten, die mit den Außenbelegungen der Leidener Flaschen leitend

verbunden sind. Die Innenbelegungen der Flaschen ist dabei durch eine Doppelleitung von isoliertem, auf dem Erdboden liegenden und verschüttetem Draht an die Spule *s* angeschlossen. Beim Sender können mittels dieser Spule in der Antenne Schwingungen erregt werden, während beim Empfänger an diese Spule ein Abstimmkondensator *c* und der Detektorkreis angeschlossen werden können. Auf Schiffen sollen bei diesem System die Anschlüsse der Sende- und Empfangsantenne im Heck und Bug an der Innenwand des Schiffes angebracht werden. Daher gestattet dieses System im besonderen, Unterseeboote mit Einrichtungen für drahtlose Telegraphie zu versehen.

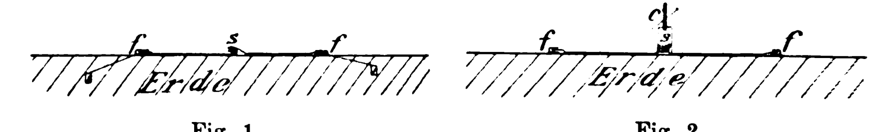


Fig. 1. Fig. 2.

Luftfahrzeuge mit metallischem Gerüst (starres System) können in derselben Weise mit Antennen versehen werden, ohne daß dieselben aus dem Körper des Luftschiffes herausragen; als Strahlungsquelle dient bei diesen Luftfahrzeugen das metallische Gerüst des Luftschiffes. Bei allen diesen Anordnungen werden die in der Erdoberfläche oder in dem Schiffskörper stattfindenden Schwingungsvorgänge dazu benutzt, um ohne Verwendung eines Luftleiters elektrische Wellen auszusenden oder zu empfangen.

Das D. R. P. Nr. 222465 von Dr. Ludwig Rellstab in Südende bei Berlin betrifft eine Einrichtung zur Fernübertragung elektrischer Schwingungen, bei der die Sende- oder Empfangsdrähte vom Schwingungserreger aus durch die leitende Erdoberfläche isoliert hindurchgeführt und in tiefe Schächte oder Bohrlöcher versenkt sind. Die Kennzeichen der Erfindung bestehen darin, daß die andere Seite der Schwingungsquelle bzw. des Schwingungsempfängers unmittelbar geerdet wird; der Zweck dieser Anordnung ist der, oberirdische Antennen, Gegenkapazitäten u. dgl. zu vermeiden.

Das D. R. P. Nr. 232943 der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie in Berlin bildet ein Zusatzpatent zu D. R. P. Nr. 229338, vgl. hierzu Jahrb. **4**, 441. Dort ist eine Antenne geschützt, bei welcher einerseits die Dämpfungsverluste herabgesetzt und andererseits die Kapazität der Antenne erhöht wird, und zwar dadurch, daß an Stelle von Massivdrähten Hohlleiter Verwendung finden, welche, ohne das Gewicht der Antenne wesentlich zu erhöhen, eine erheblich größere Oberfläche besitzen.

Nach dem Zusatzpatent Nr. 232943 soll nun an Stelle von aneinander gereihten Metallrohren ein fortlaufender Metallschlauch verwendet werden. Ein solcher Metallschlauch kann auf ein Stahlseil aufgeschoben werden, er besitzt aber im allgemeinen allein schon eine derartige Festigkeit, daß es eines weiteren Trag- und Zugorganes nicht bedarf. Nach den Angaben der Patentinhaberin bietet die Verwendung von Metallschlauch den Vorteil einer vereinfachten Montage; ein weiterer Vorteil soll darin bestehen, daß dadurch die Biegsamkeit des ganzen Luftleiters sehr groß wird.

Th. Meyenburg in Schöneberg b. Berlin hat ein D. R. P. unter Nr. 232257 erhalten auf ein elektrisches Gegengewicht für Luftschiffe. Dieses besteht aus einer Anzahl biegsamer Drähte, Litzen o. dgl. (*d* in Fig. 3), die mit dem Netzwerk des Luftschiffes (*a*) und mit allen Metallteilen desselben mechanisch verbunden sind und infolge ihrer großen räumlichen Ausdehnung im Metallgebilde von großer Kapazität darstellt. Durch diese Anordnung wird bezweckt, verschieden lange Luftdrähte (*c* in Fig. 3), die in bekannter Weise von der Gondel (*b*) des Luftschiffes herunterhängen, durch ein und dasselbe Gegengewicht auszubalancieren und hohe explosionsgefährliche Spannungen an dem Luftschiffkörper zu vermeiden.

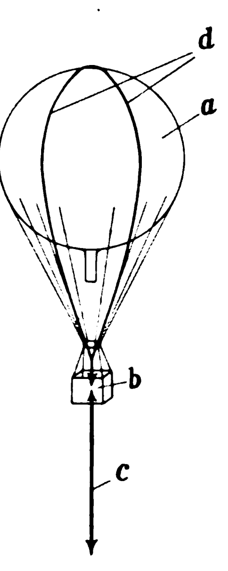


Fig. 3.

Auch das D. R. P. Nr. 232332 von R. A. Fessenden in Brant Rock (Mass., V. St. A.) betrifft eine Vorrichtung zum drahtlosen Zeichengeben von und nach einem freifliegenden Luftfahrzeug. Als Antennen werden dabei Kapazitätsflächen benutzt, die aus dünnen leitenden Flächen bestehen und so angeordnet sind, daß sie praktisch keinen Widerstand gegen die Bewegung des Luftfahrzeuges durch die Luft bilden. Diese Kapazitätsflächen können zu diesem Zwecke aus Metallfolie hergestellt sein (siehe Fig. 4, Flächen 6 und 7), die auf eine oder mehrere der annähernd wagerechten Flächen (4) des Luftschiffes aufgeklebt ist. Die Teile 8, 9, 10 bilden dabei den Sender, 11 ist der Empfänger, der durch den Schalter 11a nach Belieben eingeschaltet werden kann. Außerdem können besondere Metalloberflächen (12, 13 in Fig. 4) vorgesehen sein, die durch die Leitungen 14, 15 verbunden und durch Schalter 16 in Wirksamkeit versetzt werden können, um

dadurch die ausgestrahlten Wellen nach besonderen Richtungen abblenden zu können.

Die bereits im Jahrb. **2**, 238 beschriebene Luftleiteranordnung von Bellini und Tosi hat unter Nr. 221242 zur Erteilung eines Deutschen Patentes geführt. Da die Anordnung selbst bereits in der angeführten Stelle beschrieben ist, soll hier nur der Wortlaut des Patentanspruches wiedergegeben werden: Luftleiteranordnung zur Ausstrahlung elektrischer Wellen in einer einzigen Richtung zwecks Bestimmung der örtlichen Lage der unbekannten Geberstation unter Benutzung von Systemen gerichteter drahtloser Telegraphie, deren Luft-

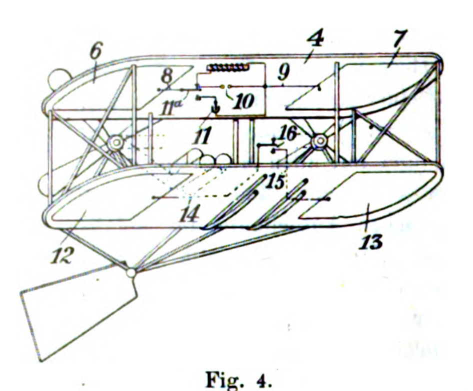


Fig. 4.

leiter aus einer Vereinigung vertikaler Antennen besteht, die in entgegengesetzten Phasen schwingen, oder aus zwei zu einer Vertikalen symmetrischen, in entgegengesetzten Phasen schwingenden Zweigen gebildet wird, dadurch gekennzeichnet, daß mit dem genannten Richtungssystem auf der Geber- bzw. der Empfängerstation ein System mit allseitig gleichförmiger Strahlung bzw. Wellenaufnahmefähigkeit vereinigt ist, dessen luftleitender Teil möglichst in der Symmetrieachse des Luftleiters des Richtungssystems liegt, und daß beim Geber bei gleichen oder möglichst gleichen Amplituden die von den beiden Systemen erzeugten Felder möglichst phasengleich oder phasenentgegengesetzt, und beim Empfänger die Wirkungen der beiden Systeme auf den Wellenanzeiger möglichst gleich stark und phasengleich oder phasenentgegengesetzt gemacht sind. Für dieses Patent ist die Priorität auf Grund der Anmeldung in Frankreich vom 7. März 1908 anerkannt.

Das D. R. P. Nr. 229396 von Dr. Christian Buck in München betrifft eine elektrostatisch geschützte Antenne, deren Wirkung auf

dem Prinzip des **Faradayschen** Käfigs beruht. In Fig. 5 ist eine derartige Anordnung dargestellt. Die Antenne *a* ist überragt und umgeben von einem Schutzsystem *b*; dieses grenzt für das Luftdrahtgebilde einen Raum ab, der frei ist von der Wirkung des normalen oder gestörten Erdfeldes. Dieses Schutzsystem besteht aus einem Formsystem *c c* und einem Ausgleichssystem *e*; dabei sind die Leiter des die geometrische Gestalt des abgeschirmten Raumes bestimmenden Formsystems *c c* räumlich so angeordnet, daß sie in Richtung des elektrischen Vektors (*i*) der von der Antenne ausgehenden oder zur Antenne gelangenden elektromagnetischen Wellen möglichst keine Er-

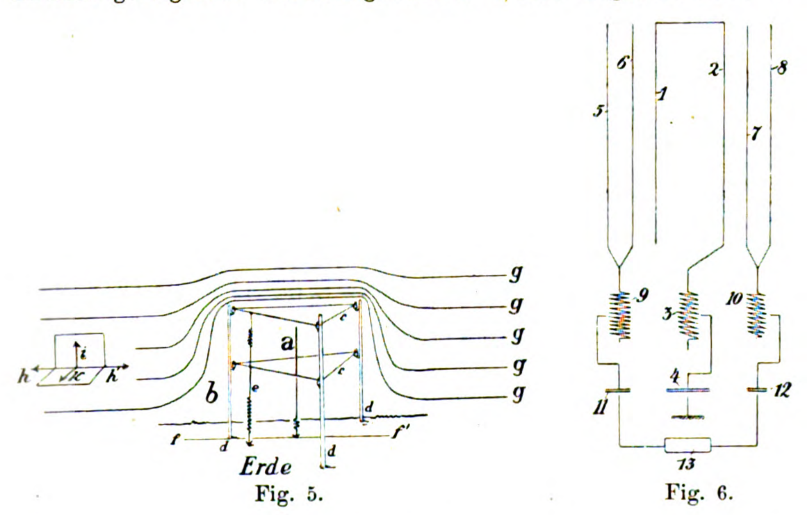


Fig. 5. Fig. 6.

streckungskomponente besitzen. Die Leiter des Ausgleichssystems *e* dagegen, welche die Leiter des Formsystems unter sich und mit der Erde verbinden, sind durch **Ohmsche** und Selbstinduktionswiderstände schwingungsunfähig gemacht und in einem oder verschiedenen Azimuten in bezug auf die Antenne angeordnet. *d d d* sind Träger zur Befestigung des Schutzsystems, und die Linien *g g g* deuten die Schnitte der durch das Schutzsystem deformierten luftelektrischen Potentialflächen mit einer durch die Spurlinie *f f'* gelegten Vertikalebene an. *h h' i k* deuten die Strahlungsrichtung und den elektrischen bzw. den magnetischen Vektor der ausgesandten oder ankommenden Wellen an.

Cesare Bardeloni in Rom hat sich durch D. R. P. Nr. 221 619 eine Luftleiteranordnung für Empfangsstationen schützen lassen; die eine der beiden von ihm angegebenen Ausführungsformen der Erfindung

ist in Fig. 6 dargestellt. Das Wesen der Erfindung besteht darin, daß das Luftleitergebilde aus zwei Teilen besteht, von denen nur der eine geerdete (1, 2, 3, 4) in der gebräuchlichen Weise als Wellenempfänger dient, während der zweite ungeerdete (5, 6, 9, 11, Wellendetektor 13, 12, 10, 7, 8) dem ersten in der nämlichen Weise zugeordnet ist wie die Sekundärwickelung eines Umformers seiner Primärwickelung. Der Zweck dieser Luftleiteranordnung besteht darin, selbst bei sehr gedämpften Schwingungen eine äußerst genaue Abstimmung und eine leichte Einstellung der Empfindlichkeit sowie eine bedeutende Unabhängigkeit von den Wirkungen der atmosphärischen Entladungen zu erreichen. In bezug auf die nähere Begründung dieser Wirkungen muß auf die genannte Patentschrift verwiesen werden, da die Wiedergabe dieser Begründung zu viel Raum erfordern würde.

(Eingesandt 19. Juni 1911.)

Bei der Redaktion eingegangene Bücher und Schriften.

(Die Redaktion behält sich die Besprechung einzelner Werke vor.)

Hugo Dingler, Grenzen und Ziele der Wissenschaft. Verlag Johann Ambrosius Barth, Leipzig 1910. M. 2.50

H. Rudolph, Die Stellung der Physik und Naturphilosophie zur Weltätherfrage. Allgem. Medizin. Verlagsanstalt Berlin 1911. M. —.80

Max Planck, Vorlesungen über Thermodynamik. Dritte, erweiterte Auflage. Verlag Veit & Co., Leipzig 1911. M. 7.50

Deutsches Museum (München), Verwaltungsbericht über das 7. Geschäftsjahr 1909/10.

Taschenbuch für Mathematiker und Physiker. Unter Mitwirkung zahlreicher Fachgenossen herausgegeben von Felix Auerbach und Rudolf Rothe. Mit einem Bildnis Hermann Minkowskis. 2. Jahrgang 1911. Verlag B. G. Teubner, Leipzig u. Berlin 1911. Geb. M. 7.—

Abhandlungen zur Didaktik und Philosophie der Naturwissenschaft, herausgegeben von F. Poske, A. Höfler u. E. Grimsehl. Band II, Heft 5. Dr. Heinr. Lüdtke: Beiträge zur Behandlung der elektromagnetischen Lichttheorie und der Lehre von den elektrischen Schwingungen. Verlag von Julius Springer, Berlin 1911.

AEG-Zeitung, Mai u. Juni 1911.

Franz Bendt, Grundzüge der Differential- und Integralrechnung. 4. Aufl. Verlagsbuchhandlung von J. J. Weber in Leipzig, 1910. M. 3.—

Karl Strecker, Fortschritte der Elektrotechnik. 24. Jahrgang. Das Jahr 1910. Drittes Heft. Verlag von Julius Springer in Berlin 1911.

Oliver Lodge, Wireless telegraphy, Statement with regard to Patent Nr. 11575 of 1897. Birmingham Printers Ltd., Birmingham 1911.

J. Zenneck, Précis de télégraphie sans fil. Traduit de l'allemand (Zennecks Leitfaden der drahtlosen Telegraphie) par P. Blanchin, G. Guérard, E. Picot. Gauthier-Villars, Imprimeur-Libraire. Paris 1911. 12 Frcs.

E. v. Lommel, Lehrbuch der Experimentalphysik. 17.—19. neubearbeitete Auflage, herausgegeben von Prof. Dr. Walter König. Verlag von Johann Ambrosius Barth, Leipzig 1911. M. 6.60, geb. M. 7.50

Georg Scheffers Lehrbuch der Mathematik für Studierende der Naturwissenschaften und der Technik. 2. Aufl. mit 413 Figuren. Verlag Veit & Co., Leipzig 1911. M. 18.—, Geb. 19.50

Alexander Gleichen, Die Theorie der modernen optischen Instrumente. Verlag Ferdinand Enke, Stuttgart 1911. M. 10.80

(Eingesandt 16. Juni 1911.)

Literaturverzeichnis.

Anderson, A., Phil. Mag. (6) **21**, 608, 1911. On the comparison of two self-inductions.

Austin, L. W., Bull. Bur. of Standards, Vol. 7, Nr. 3, 315, 1911. Some quantitive experiments in long distance radiotelegraphy.

Bergansius, F. L., Proc. Amsterdam **13**, 917, 1911. A new accurate formula for the computation of the self-inductance of a long coil wound with any number of layers.

Bridge, A. H., L'Électricien Tome **41** (2), 278, 1911. Perturbations dans la télégraphie sans fil.

Brookes, A., Electrician **66**, 990, 1911. Carbon granules for telephone transmitters.

Curtis, Harvey L., Bull. Bur. of Standards **6**, Nr. 4, 431, 1911. Mica condensers as standards of capacity.

Dina, Alberto, Atti ass. el. it. **15**, 15, 1911. La risonanza in circuiti contenenti ferro.

Epstein, J., Elektrot. Ztschr. **32**, 334, 1911. Die magnetische Prüfung von Eisenblech.

Erskine-Murray, J., Electrician **67**, 219, 1911. The origin of „atmospherics" in wireless telegraphy.

Ferrié, Elektrot. Ztschr. **32**, 474, 1911 (Ref. über Bull. d. l. Soc. Int. d. Elect. **10**, 79, 1910), Frequenzmesser, Ohmmeter mit zwei Zeigern System Ferrié-Carpentier.

Fischer, C., Phys. Ztschr. **12**, 295, 1911. Strahlung von Antennen.

Fischer, Kuno, Elektrot. Ztschr. **32**, 339, 1911. Über die Wahrscheinlichkeit eines Einflusses meteorologischer Verhältnisse auf funkentelegraphische Reichweiten, unter besonderer Berücksichtigung einer drahtlosen Verbindung des Reiches mit seinen westafrikanischen Kolonien.

Galletti, R. C., Electrician **67**, 26, 1911. Syntony of a quenched spark (Diskussion mit Eccles und Makower).

Glatzel, Br., Ann. Phys. **34**, 711, 1911. Eine neue Methode zur Erzeugung von Hochfrequenzströmen nach dem Prinzip der Stoßerregung.

Goldschmidt, R., La Lum. Él. **33** (Tome XIV), 145, 1911. Sur la réalisation d'un alternateur à haute fréquence pour la radiotélégraphie.

Grassi, Guido, Atti ass. el. it. **15**, 3, 1911. Oscillazioni prodotte in una corrente alternata per mezzo di lampada a filamento metallico (vgl. Referat in Ann. Phys. Beibl. **35**, 451, 1911).

Grober, Max Karl, Phys. Ztschr. **12**, 239, 1911. Verwendung von Barretter und Thermoelement zu Meßzwecken.

Grover, F. W., Bull. Bur. of Standards **6**, Nr. **4**, 489, 1911. The mutual inductance of two parallel coaxial circles in terms of hyper-geometrical series.

Henry, L'Électricien **31** (Tome 41 [2]), 184, 1911. La télégraphie sans fil au Japon. Système Teishiusho.

— L'Électricien **31** (Tome 41 [2]), 231, 1911. Appareils de téléphonie sans fil W. Dubilier.

Howe, G. W. O., Electrician **67**, 8, 1911. Oscillatory currents in coupled circuits.

Ives, James E., Phys. Ztschr. **12**, 303, 1911. Eine Näherungstheorie für die Antenne mit großem Widerstand.

Kock, F., Phys. Ztschr. **12**, 379, 1911. Apparat zur Aufnahme und Demonstration von Resonanzkurven.

Korn, A., Verh. D. Phys. Ges. **13**, 249, 1911. Weiterführung eines mechanischen Bildes der elektromagnetischen Erscheinungen.

Leimbach, Gotthelf, Phys. Ztschr. **12**, 228, 1911. Unipolares Leitvermögen von Kontaktdetektoren und ihre Gleichrichterwirkung.

Levitsky, M., Phys. Ztschr. **12**, 386, 1911. Eine neue Form des geschlossenen Resonators zur Messung der Dämpfung kurzer elektrischer Wellen.

Löwy, H., Electrician **67**, 128, 1911. An electro-dynamic method of investigating the interior of the earth (vgl. auch La Lum. él. **33**, 111, 1911).

Lodge, Oliver, Wireless Telegraphy; statement with regard to patent Nr. 11575 of 1897. Birmingham 1911.

Macků, B., Ann. Phys. **34**, 941, 1911. Über den Einfluß des frühzeitigen Auslöschens des Funkens auf Dämpfungsmessungen.

Nasmyth, George W., Phys. Rev. **32**, 152, 1911. Experiments in impact excitation III. The frequency of the Lepel oscillations.

Nicholson, J. W., Phil. Mag. **21** (6), 438, 1911. On the damping of the vibrations of a dielectric sphere and the radiation from a vibrating electron.

Niven, Charles, Proc. Roy. Soc. A, **85**, 139, 1911. On the measurement of specific inductive capacity (vgl. Nature **86**, 32, 1911).

Petrowsky, A., La Lum. Él. **33** (Tome XIV), 205, 1911. Sur la mesure du décrément logarithmique d'un circuit oscillant.

Pichon, P., Electrician **67**, 25, 1911. Lepel and Telefunken wireless telegraph patents.

Pierce, G. W., Proc. Amer. Ac. **46**, 291, 1911. Theory of compled circuits under the action of an impressed electromotive force, with applications to radiotelegraphy.

Rohmann, Hermann, Ann. Phys. **34**, 979, 1911. Messung von Kapazitätsänderungen mit schnellen Schwingungen, angewandt auf die Vergleichung von Dielektrizitätskonstanten von Gasen.

Rosa, E. B., Bull. Bur. of Standards **6**, Nr. 4, 543, 1911. Photometric units and nomenclature.

Ruhmer, Ernst, Electrician **66**, 995, 1911. Researches on multiplex telephony.

Schuleikin, M., Journ. d. russ. phys. chem Ges. **43**, phys. T., 1—6, 1911. Über elektrische Schwingungen.

Taylor, J. E., Electrician **66**, 1022, 1911. Wireless telegraph working in relation to interferences and perturbations (vgl. Diskussion hierüber in Electrician **67**, 27, 1911 und Electrician **67**, 66, 1911. E. Bellini und A. Tosi und **67**, 103, 1911. J. E. Taylor).

Weicker, W., Elektrot. Ztschr. **32**, 436, 460, 1911. Zur Kenntnis der Funkenspannung bei technischem Wechselstrom.

Wien, M., Electrician **67**, 214, 1911. On shock excitation with quenching tubes.

Zenneck, J., Phys. Ztschr. **12**, 343, 1911. Energiemessung an Hochspannungslichtbögen.

— Précis de télégraphie sans fil (französische Übersetzung von Zennecks Leitfaden der drahtl. Telegraphie) von P. Blanchin, G. Guérard, E. Picot. Paris 1911.

Detektoren.

1. Kohärer.

— — — — — — — — — — — — — — — — — —

2. Elektrolytische Detektoren.

— — — — — — — — — — — — — — — — — —

3. Thermische Detektoren.

— — — — — — — — — — — — — — — — — —

4. Magnetische Detektoren.

— — — — — — — — — — — — — — — — — —

5. Diverse Detektoren.

Leimbach, Gotthelf, Phys. Ztschr. **12**, 228, 1911. Unipolares Leitvermögen von Kontaktdetektoren und ihre Gleichrichterwirkung.

Kimura, M. u. Yamamoto, K., Ann. Phys. Beibl. **35**, 382, 1911 (Ref. über Kyoto Mem. **2**, 83, 1910). Kristallinische und kristallinisch-metallische Kontaktdetektoren für elektr. Wellen.

(Eingesandt 16. Juni 1911.)

Namenregister.

(O. = Originalabhandlung, M.P. = Mitteilungen aus der Praxis, D. = Detektoren, R. = Referate, P. = Patentschau, Br. = Briefe an die Redaktion.)

Metzger & Wittig, Leipzig.

Date Due



